

Erzeugung und Untersuchung eines sphärischen,
lasererzeugten Targetplasmas

Dissertation

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der

Fakultät für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Wolfgang Zimmerschied

aus

Kirchen

Bochum 1988





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543113_0027

Erzeugung und Untersuchung eines sphärischen,
lasererzeugten Targetplasmas

DISSERTATION

zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Wolfgang Zimmerschied

aus

Kirchen

Bochum 1988

Dissertation eingereicht am: 03. Oktober 1988

Tag der mündlichen Prüfung: 30. November 1988

Referent: Prof. Dr. B. Kronast

Korreferent: Prof. Dr. H. Schlüter

Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	Einleitung	1
2.	Theoretischer Hintergrund der thermisch induzierten Druckwellen	4
2.1.	Problemstellung und Einleitung	4
2.2.	Allgemeine Formulierung	5
2.3.	Modifikation des zeitlichen Ablaufs einer thermisch induzierten Druckwelle durch eine vom Laser emittierte Pulsfolge	9
2.4.	Die Anwendung der Theorie	11
3.	Kurzer Überblick über die wichtigsten Aspekte bei der SBS	13
3.1.	Parametrische Instabilitäten im Plasma	13
3.2.	Die Herleitung des SBS-Schwellwertes	14
4.	Experimentelle Komponenten	23
4.1.	Das Gasstrahltarget und seine Vakuumanlage	23
4.2.	Prinzipielle Überlegungen und Aufbau des optischen Systems	32
4.3.	Justierung der Anlage	43
4.4.	CO ₂ -Laser und Strahlführung	46
4.5.	Das Interferometer	48
4.6.	Der Infrarot-Spektralanalysator (IRSA)	51
4.7.	Zeitauflösende Infrarot-Detektoren	53
5.	Meßverfahren und Ergebnisse	55
5.1.	Voruntersuchungen am Plasma	55
5.2.	Messung der räumlich und zeitlich aufgelösten Elektronendichte	57
5.3.	Bestimmung der Plasmafrontgeschwindigkeit	71
5.4.	Ermittlung der zeitaufgelösten Elektronen- und Ionentemperatur	75

5.5.	Messung der spektralen Verteilung der rückgestreuten Strahlung mit gleichzeitiger Registrierung der rückgestreuten Leistung	89
6.	Diskussion der Meßergebnisse	97
6.1.	Die Präsenz thermisch induzierter Druckwellen bei lasererzeugten Plasmen	97
6.2.	Erörterung der Rückstreuungsmessungen	100
7.	Zusammenfassung	104
	Literaturverzeichnis	107
	Verzeichnis der Symbole	112

1. Einleitung

Die kontrollierte Freisetzung der bei der Fusion von Atomkernen freiwerdenden Energie gehört zu den großen Herausforderungen an Naturwissenschaft und Technik in diesem Jahrhundert.

Heute wird an zwei erfolgversprechenden Methoden gearbeitet, um das 1957 von Lawson aufgestellte Kriterium für Fusionskraftwerke zu erfüllen (Rae 81):

$$n \tau \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$$

Hierbei bezeichnet τ die Brenndauer und n die Dichte des Fusionsplasmas. Beim magnetischen Plasmaeinschluß kann das Lawson-Kriterium bei kleinen Brennstoffdichten nur mit langen Einschlußzeiten erfüllt werden. Bei diesem Verfahren bereitet es Schwierigkeiten, das Plasma für ein langes Zeitintervall (ca. 10 Sekunden) mit externen Magnetfeldern einzuschließen.

Das Lawson-Kriterium kann auch ohne den Einschluß der Plasmen durch magnetische Kräfte nur mit Hilfe der Trägheit erfüllt werden, da auch diese ein beliebig schnelles Auseinanderlaufen der Teilchen verhindert. Die Lebensdauer τ eines solchen nur durch die Trägheit vorübergehend zusammengehaltenen Plasmas wird allerdings sehr klein sein, was eine umso höhere Dichte n erforderlich macht (Ber 81). Berechnungen haben gezeigt, daß die Dichte auf das etwa 10^4 -fache der Festkörperdichte gebracht werden muß (Gil 81). Diese Kompression ist durch Laserstrahlung zu bewirken. Bestrahlungsobjekt ist ein sehr dünnwandiges Hohlkugélchen, an dessen Innenseite man Deuterium und Tritium anfriert. Diese sogenannten Pellets werden so homogen wie möglich im gesamten Raumwinkelbereich mit Lasern bestrahlt. Dadurch wird die Oberfläche so stark aufgeheizt, daß sich eine Plasmakorona bildet, die radial nach außen strömt. Ähnlich wie bei

einer Rakete die ausgestoßene Treibstoffmasse ihren Impuls auf die Restmasse überträgt, übt die Plasmaablation einen Rückstoß auf den Pelletkern aus, so daß diese Region radial nach innen beschleunigt wird, also implodiert.

Mit mehreren kurzen Laserpulsen wird eine Folge von schwachen Stoßwellen erzeugt, die im Zentrum des Pellets zusammenlaufen und dort die Dichte erhöhen. Da die Geschwindigkeit einer Stoßwelle mit der Dichte des Mediums ansteigt, in das die Welle hineinläuft, kann man erreichen, daß alle schwachen Stoßwellen gleichzeitig das Pelletzentrum erreichen und dort eine starke Kompression verursachen. Die Kompression muß isentrop ablaufen, damit die zugeführte Energie möglichst effizient zur Verdichtung ausgenutzt, aber noch nicht in Wärme umgesetzt wird.

Die Aufheizung erfolgt später durch Wärmewellen. Die Temperatur der Ionen im Zentrum muß auf etwa 10 keV ansteigen, um ausreichend viele DT-Reaktionen auslösen zu können, damit eine radial nach außen laufende Brennfront entsteht (Zündfunkenkonzept). Durch ihre Trägheit bleiben die Ionen so lange ausreichend nahe benachbart, daß sie miteinander reagieren können, bevor das Pellet explodiert. Daher rührt der Name "Trägheitseinschluß" für dieses Konzept.

Da viele physikalische Prozesse am Trägheitseinschluß von Fusionsplasmen beteiligt sind, muß gefragt werden, welche Prozesse für das Verständnis und die Steuerung der laserinduzierten Kernfusion maßgebend sind. Es zeigt sich, daß jenen Vorgängen eine große Bedeutung zukommt, die bei der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit der Plasmakorona eine Rolle spielen. Um Untersuchungen an der Korona zu ermöglichen, erzeugen wir ein unterkritisch dichtes, sphärisches Targetplasma. Hierzu ionisiert und heizt ein stark fokussierter Laserstrahl das aus einer kleinen Laval-Düse ausströmende Gas. Der Laserstrahl wird dabei so geführt, daß die im Fokus zusammenlaufende Strahlung aus einem Raumwinkel

von nahezu 4π sr möglichst isotrop einfällt. So entsteht ein Targetplasma, das es erlaubt, für ein kugelförmiges Fusionsplasma interessierende Aspekte zu untersuchen. Hervorzuheben ist, daß hier eine sukzessive Erhöhung der Dichte bis zur kritischen Dichte vorgenommen werden kann.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Vorgänge im unterkritisch dichten, sphärischen Targetplasma zu untersuchen und die Frage zu klären, ob an diesem Plasma parametrische Instabilitäten auftreten. Hier gilt das besondere Interesse der Stimulierten Brillouin-Streuung (SBS), da sie auch bei großer Dichte (bis zur kritischen Dichte) auftritt und einen wertvollen Beitrag für die Plasmadiagnostik liefern kann.

In den Kapiteln zwei und drei werden die theoretischen Hintergründe der Experimente erläutert. Nach einer detaillierten Beschreibung der experimentellen Komponenten im Kapitel vier werden in Kapitel fünf die Meßverfahren beschrieben und die Ergebnisse vorgestellt. Im Kapitel sechs erfolgt eine Diskussion der Meßergebnisse.

2. Theoretischer Hintergrund der thermisch induzierten Druckwellen

Es gibt zahlreiche theoretische Behandlungen über den Energietransport in laserinduzierten Plasmen. Viele davon berücksichtigen aber nicht die gesamte zeitliche Entwicklung dieser Plasmen, sondern beschränken sich auf Zeiträume, die erst lange nach der Energiedeponierung durch den Laser beginnen. Dagegen lehnt sich die folgende kurze Beschreibung an die Ausführung von B. Ahlborn und S. Ariga an (Ahl 77), in der das Plasma auch im Anfangsstadium betrachtet wird.

2.1. Problemstellung und Einleitung

Druckwellen entstehen, wenn große Energiebeträge plötzlich in einem kleinen Raumbereich freigesetzt werden. Bei der klassischen Beschreibung von Druckwellen nach Taylor und Sedov (Opp 72) geht man davon aus, daß Stoßwellenaufheizung und adiabatische Expansion den Energietransport tragen. Diese Beschreibung ist für jene Druckwellen gerechtfertigt, in deren Zentralregionen keine sehr hohen Temperaturen herrschen und wo gleich zu Anfang große Materiemassen beschleunigt werden. Beispiele dafür sind chemische Explosionen und laserinduzierte Plasmen, letztere allerdings erst in ihrer Endphase, nachdem die Energiezuführung längst abgeschlossen ist.

Ist aber, wie im frühen Stadium eines lasererzeugten Plasmas, der Kernbereich sehr heiß, so muß die Wärmeleitung eine dominierende Rolle spielen, und die Taylor-Sedov-Theorie ist nicht anwendbar, denn in dieser Phase existiert noch keine Stoßwelle. Es wird aber eine detaillierte Aussage für das

Anfangsstadium des Vorgangs benötigt. Dazu soll in diesem Kapitel ein einfaches Modell der thermisch induzierten Druckwellen beschrieben werden, in deren Anfangsstadium der Wärmetransport vom Zentrum nach außen die dominierende Größe ist (Ahl 77, Ahl 81, Ahl 82). Das Modell unterscheidet drei Phasen: Zu Beginn die Überschallphase mit vernachlässigbarer Massenbeschleunigung, dann die kurze Detonationsphase und am Ende die Unterschallphase, in der sich eine Stoßwelle vom Kern ablöst, und wo der Wärmetransport immer unbedeutender wird, bis sich die Welle schließlich einer adiabatischen (klassischen) Druckwelle mehr und mehr nähert.

Das Modell behandelt die Ausbreitung einer heißen Kernregion (Plasma) in eine Neutralgashölle. Glücklicherweise findet dieser Vorgang bei unserem Plasmaexperiment statt, siehe Abschnitt 5.3.

2.2. Allgemeine Formulierung

In diesem Kapitel werden zwei unterschiedliche Zonen beschrieben, eine heiße Zentralregion, auch als Feuerball bezeichnet, und ein ruhendes, kaltes Umgebungsgas. Die Parameter, die die heiße Region beschreiben, erhalten den Index f , die das kalte Umgebungsgas charakterisierenden Parameter tragen den Index a .

Eine sphärische Region mit stark aufgeheiztem Gas ist von einem kalten und ruhenden Gas umgeben. Das sich ausdehnende heiße Gas hat die Energie W_g :

$$W_g = \frac{4 \pi}{3} r_f^3 \rho_f h_f \quad (2.1)$$

mit ρ : Dichte



und $h = u + p V$: Enthalpie (bezogen auf die Maseneinheit).

Das Auftreten der Enthalpie in der obigen Gleichung hat eine einfache physikalische Bedeutung: Die Energie des heißen Gases ist durch die Arbeit der Druckkräfte zu ergänzen. Durch die Oberfläche des Feuerballs strömt der Energiefluß Φ :

$$\Phi = k h_f^\alpha \quad (2.2)$$

α ist ein noch zu beschreibender Exponent und k eine Konstante. Die Energie fließt solange in die benachbarte Schicht des kalten Umgebungsgases, bis dieses die gleiche Temperatur wie das Zentrum annimmt. Die Gleichung 2.2 bezieht sich auf alle möglichen Wärmeübertragungsmechanismen. Bei unserem Plasma ist nur die Wärmeleitung von Bedeutung, Strahlungstransportprozesse können vernachlässigt werden, siehe Abschnitt 5.4.

Bei der sich ausbreitenden Druckwelle muß der Energiefluß mit größer werdendem Radius abnehmen. Kombiniert man Gleichung 2.1 mit 2.2, ergibt sich:

$$\Phi = k \left(\frac{3 W_g}{4\pi r_f^3 \rho_f} \right)^\alpha \quad (2.3)$$

Folglich zeigt die thermisch induzierte Druckwelle Eigenschaften wie jede abklingende Wärmewelle, und sie beschreibt eine Raum-Zeit-Entwicklung, wie in Abb. 2.1 dargestellt. Zur Zeit t_c verhält sich die Welle wie eine Detonation (Ausbreitung der Wellenfront mit Schallgeschwindigkeit), kurze Zeit später löst sich die Stoßwelle.

Im folgenden werden die drei Entwicklungsstadien, die Überschallphase, die Detonationsphase und die Unterschallphase separat betrachtet.

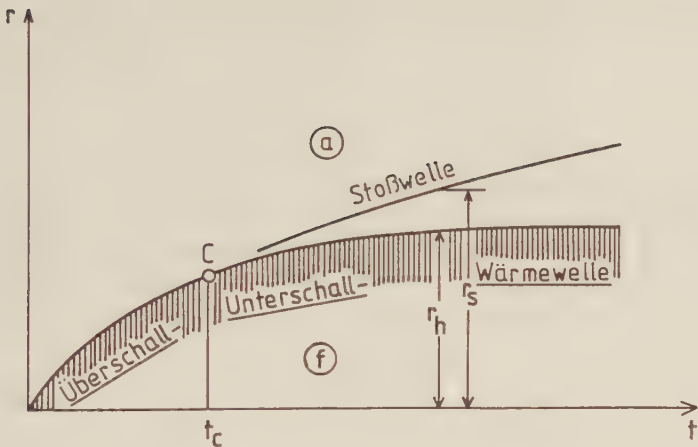


Abb. 2.1: Entwicklung einer thermisch induzierten Druckwelle als Funktion der Zeit. Am Punkt C findet eine Chapman-Jouguet-Detonation statt.

(1) Das frühe Stadium der thermisch induzierten Druckwelle:

Im frühen Stadium der Druckwelle, in dem die verfügbare Leistung nur durch eine kleine Oberfläche abgegeben wird, muß eine überschallschnelle Wärmewelle am Rand des heißen Kerns existieren. Die Geschwindigkeit dieser Wärmewelle v_f ist gegeben durch:

$$v_f = \frac{g_f \cdot \phi}{h_f \cdot \rho_a} \quad (2.4)$$

mit g_f : Enthalpiekoeffizient (siehe Abschnitt 5.3). Das Gas

erreicht direkt hinter der Wärmewelle die Dichte ρ_f

$$\rho_f = \rho_a \frac{1 + u_f}{v_f} \quad (2.5)$$

mit u_f : Teilchengeschwindigkeit. Ist die Überschallphase noch weit von der Detonationsphase entfernt, gilt die Näherung $\rho_a = \rho_f$ und die Teilchenbewegung hinter der Wärmewelle ist vernachlässigbar. Der sich direkt hinter der Wärmewelle aufbauende Druck p_f beträgt:

$$p_f = \frac{(g_f - 1) h_f \rho_a}{g_f} \quad (2.6)$$

(2) Die Detonationsphase:

Die hohen Temperaturen im Zentrum der Druckwelle erzeugen einen großen Druck im Innern des heißen Kerns. Das "Hochdruckgebiet" kann jedoch zunächst den heißen Kern nicht verlassen, da sich die Wärmewelle am Anfang mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet. Erst bei der Chapman-Jouguet (C-J)-Detonation fällt die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wärmewelle auf das Niveau der Schallgeschwindigkeit. Die C-J-Detonation ist somit ein genau definierter Zeitpunkt im Ablauf der thermisch induzierten Druckwelle. Zu diesem Zeitpunkt gelten folgende Gleichungen für Dichte, Druck und Schallgeschwindigkeit a_f der Druckwelle:

$$\rho_f = \frac{\rho_a (g_f + 1)}{g_f} \quad (2.7)$$

$$p_f = \frac{\rho_a v_{CJ}^2}{g_f + 1} \quad (2.8)$$

$$a_f = \left(\frac{g_f p_f}{\rho_f} \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

Der Druck hängt im wesentlichen von der Frontgeschwindigkeit v_{CJ} ab, er kann also am C-J-Punkt aus kinematischen Messungen bestimmt werden.

(3) Die letzte Entwicklungsphase der Druckwelle:

Nachdem sich die C-J-Detonation ereignet hat, wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wärmewelle langsamer als der Schall, es trennt sich allmählich eine Stoßwelle von der Wärmewellenfront ab, siehe Abb. 2.1. Es vergeht aber eine gewisse Zeit, bis sich die Stoßwelle voll ausgebildet hat, denn diese muß erst die Wärmewellenfront durchdringen. In dieser Entwicklungsphase muß konsequent zwischen Wärme- und Stoßwelle unterschieden werden. Das Ablösen der Stoßwelle konnte allerdings bei unserem Experiment nicht mehr beobachtet werden.

2.3. Modifikation des zeitlichen Ablaufs einer thermisch induzierten Druckwelle durch eine vom Laser emittierte Pulsfolge

Ideale Voraussetzungen für die ungestörte Entwicklung einer thermisch induzierten Druckwelle wären gegeben, wenn ein einzelner, kurzer Laserpuls mit dem aufzuheizenden Medium in Wechselwirkung tritt. Der bei diesem Experiment zur Verfügung stehende CO_2 -Laser emittiert aber eine ganze Pulsfolge mit etwa zehn Einzelpulsen sowie einen flachen, quasikontinuierlichen Untergrund. Diese charakteristische Emissionseigenschaft des Lasers führt zu einer Beeinträchtigung im zeitlichen Ablauf der thermisch induzierten Druckwelle. Zwei verschiedene Varianten können auftreten:

(i) Durch die Laseremission bedingt wird die Überschallphase der Druckwelle lange aufrechterhalten.

Der Einsatz der Detonationsphase wird hier verzögert, denn die Pulsfolge bzw. die Untergrundstrahlung heizen das System laufend auf, so daß es sich für eine gewisse Zeit in der Überschallphase halten kann. Dieser Vorgang hält so lange an, bis keine ausreichende Laserleistung mehr zur Verfügung steht. Erst dann kann die Detonationsphase einsetzen und die Druckwelle nimmt ihren gewohnten Verlauf. Die Raum-Zeit-Kurve muß für diese Variante den charakteristischen Verlauf aus Abb. 2.1 haben.

(ii) Nach der Unterschallphase tritt wieder eine Überschallphase ein.

Die Druckwelle verweilt zu Beginn ihrer zeitlichen Entwicklung nicht wie beim ersten Fall in der Überschallphase, sondern fällt über die Detonationsphase in die Unterschallphase ab. Durch einen nachfolgenden Laserpuls hoher Leistung wird das Gas nochmals so stark aufgeheizt, daß wieder eine Überschallphase eintritt. Dieser Rhythmus wiederholt sich so lange, wie Pulse mit ausreichender Leistung nachgeliefert werden. Danach verläuft die Entwicklung der Druckwelle wieder normal.

Die Raum-Zeit-Kurve muß für diese zweite Variante einen von der Norm (Abb. 2.1) abweichenden Verlauf zeigen, denn durch die Relaxation des Vorgangs wird die Zeitabhängigkeit verschmiert, und die Plasmafront breitet sich am Anfang des Zeitintervalls zu langsam aus.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Modulation des Laserpulses Einfluß auf die Entwicklung der thermisch induzierten Druckwelle und damit auch Einfluß auf die Ausbrei-

tung der Plasmafront nimmt. Insbesondere wird die Lebensdauer der Überschallphase vergrößert, was sich im r-t-Diagramm zeigen sollte. Eine zeitlich ausgedehnte Überschallphase bedeutet aber keine Einschränkung der Anwendbarkeit der Theorie von Ahlborn.

2.4. Die Anwendung der Theorie

Die Theorie der thermisch induzierten Druckwelle beschreibt die Kinematik eines lasererzeugten Plasmas während der gesamten Entwicklungsphase. Eine sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitende Plasmafront wird ebenso beschrieben wie die später vorherrschende Unterschallphase. Überschall- und Unterschallphase werden durch die C-J-Detonation getrennt. Durch eine zeitaufgelöste Messung der Plasmafrontausbreitung kann der Zeitpunkt dieser Detonation bestimmt werden (Pop 84). Das zeitliche Anwachsen des Plasmaradius ist in der frühen Phase durch:

$$r \sim t^{\frac{1}{3\alpha - 2}} \quad (2.10)$$

gegeben und beträgt zu späteren Zeiten:

$$r \sim t^{\frac{1}{\alpha + 1}} \quad (2.11)$$

Der Exponent α beschreibt die Effizienz der Wärmeleitung von der heißen Zentralregion zum kalten Umgebungsgas. Trägt man die Plasmaradien als Funktion der Zeit auf, so erscheinen in einem Raum-Zeit-Diagramm zwei Regionen mit unterschiedlicher Steigung. An der Stelle, wo die Steigung abflacht, hat die C-J-Detonation stattgefunden.

Der C-J-Punkt ist, abgesehen vom Gasdurchbruch, der einzige von der Zeit her genau festgelegte Vorgang bei der thermisch induzierten Druckwelle. Zu diesem Zeitpunkt lassen sich wichtige Parameter wie Druck (Temperatur), Dichte und Schallgeschwindigkeit aus der Kinematik der Detonationswelle herleiten. Zu anderen Zeiten können teilweise Abschätzungen der zeitlich variierenden Parameter gemacht werden, eine zeitabhängige Entwicklung der Plasmamparameter liefert die Theorie nicht, weil Faktoren wie Laseremission oder Neutralgasverteilung im Target von der Theorie unberücksichtigt bleiben.

Um die Aussage des theoretischen Modells von Ahlborn zu nutzen, muß die Plasmafrontausbreitung gemessen werden, für die Temperaturbestimmung am C-J-Punkt benötigt man zusätzlich die Elektronendichte. Es müssen noch Messungen darüber hinaus gemacht werden, um die zeitliche Variation der Parameter zu bestimmen. Um die Zeitabhängigkeit der Temperatur zu messen, bietet sich die SBS an. Die theoretischen Zusammenhänge werden im nächsten Kapitel kurz beschrieben.

3. Kurzer Überblick über die wichtigsten Aspekte bei der SBS

3.1. Parametrische Instabilitäten im Plasma

Vom Standpunkt der kollektiven Wechselwirkung aus stellt sich ein Plasma als Ensemble von sehr vielen Wellen dar, die sich bezüglich Wellenzahl k und Frequenz ω unterscheiden. Ist das Plasma im Gleichgewicht, gehen alle diese Wellen nur auf einem von thermischen Fluktuationen gekennzeichneten, ungestörten Hintergrund vor sich. Bei Abweichung vom Gleichgewicht, z.B. durch die Wechselwirkung mit Laserstrahlen, können einige Wellentypen wie ionenakustische Wellen oder Langmuir-Wellen infolge einer parametrischen Instabilität stark angeregt werden. Solange die Wellenamplituden klein sind, können alle Moden als harmonisch und voneinander unabhängig angesehen werden. Da jedoch das Plasma ein nicht-lineares Medium darstellt, ergibt sich bei hinreichend großer Amplitude eine Kopplung zwischen den Moden (Art 83).

Die Theorie der bei der Wechselwirkung von Lasern mit Plasmen auftretenden parametrischen Instabilitäten ist in der Literatur auf Grund ihrer großen Bedeutung für die Physik des Trägheitseinschlusses bereits ausführlich diskutiert worden (Dra 74, Cap 78). Da eine detaillierte Beschreibung der theoretischen Herleitungen den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, wird nur kurz auf die Streuinstabilitäten eingegangen, bei denen die einfallenden elektromagnetischen Wellen an Plasmawellen inelastisch gestreut werden und dabei Energie verlieren. Die Energiedifferenz geht auf die Plasmamode über. So kann ein Laserstrahl die Wellen, an denen er gestreut wird, selbst verstärken, was als stimulierte Streuung bezeichnet wird. Laserwellen und rückgestreute Wellen führen zur Dichtemodulation.

Wird die elektromagnetische Welle an einer Elektronen-Plasma-

welle gestreut, handelt es sich um Stimulierte Raman-Streuung (SRS). Hierbei wird ein Photon in ein Photon kleinerer Energie und in ein Plasmon umgewandelt:

$$\text{Photon} \rightarrow \text{Photon}' + \text{Plasmon}$$

Die Streuung an einer ionenakustischen Welle heißt Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS). Hierbei wird ein Phonon erzeugt:

$$\text{Photon} \rightarrow \text{Photon}' + \text{Phonon}$$

Die Welle im Plasma, welche durch eine Pumpwelle verstärkt wird, muß bereits ausgebildet sein, wenn auch nur mit kleiner Amplitude. Außerdem muß die Pumpwelle eine Mindestbestrahlungsstärke erzeugen, damit die Plasmamode trotz Dämpfung verstärkt wird. Die Existenz eines Schwellwertes ist typisch für Vorgänge mit Verlustmechanismen. Bei den Drei-Wellen-Prozessen SRS und SBS setzt die Rückstreuung erst bei einer Bestrahlungsstärke oberhalb des Schwellwertes ein und wächst dann nichtlinear an.

3.2. Die Herleitung des SBS-Schwellwertes

Mathematische Behandlungen parametrischer Wechselwirkungen sind von mehreren Autoren vorgelegt worden. Die hier verwendete Formulierung von Forslund und Mitarbeitern (For 75) beschreibt im Rahmen der Magnetohydrodynamik die Verhältnisse bei SRS und SBS. Es wird im folgenden aber nur Wert auf solche Aspekte gelegt, die für das theoretische Verständnis des Experiments notwendig sind.

Wie bereits erläutert kann Rückstreuung erst dann einsetzen,

wenn die Bestrahlungsstärke den von den Wechselwirkungsparametern abhängigen Schwellwert überschritten hat. Erreicht die Bestrahlungsstärke den Schwellwert nicht, kann sich die Instabilität nicht entwickeln, weil die Wellen zu stark gedämpft sind. In diesem Abschnitt soll mit dem linearen Teil der Theorie eine Berechnung des günstigsten Schwellwertes für die SBS durchgeführt werden, d.h. es wird vom Fall eines homogen und unendlich ausgedehnten Plasmas ausgegangen (Die konvektive Instabilität wird am Ende dieses Abschnitts behandelt).

Bei der SBS findet eine parametrische Umwandlung eines Laserphotons in ein Photon geringfügig kleinerer Energie und in ein ionenakustisches Phonon statt. Einfallende Laserwelle ($\omega_0, \vec{k}_0$) und gestreute Welle ($\omega_-, \vec{k}_-$) müssen der Dispersionsbeziehung für elektromagnetische Wellen im Plasma genügen:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (3.1)$$

Bei der im Plasma angeregten Welle ($\omega_s, \vec{k}_s$) handelt es sich um eine Ionenschallwelle, für die folgende Dispersionsgleichung gilt:

$$\omega_s = k_s c_s \quad (3.2)$$

c_s bezeichnet die Ionenschallgeschwindigkeit. Wird das erzeugte Photon in die Richtung reemittiert, aus der das Laserphoton kam, so handelt es sich um den hier ausschließlich betrachteten Fall der Rückstreuung. Dieser Spezialfall der SBS, der den kleinsten Schwellwert aufweist, ist in Abb. 3.1 durch eine Parallelogrammkonstruktion im ω - k -Diagramm dargestellt, die die Kopplung der drei beteiligten Wellen bei gleichzeitiger Erfüllung von Energie- und Impulssatz zeigt.

Um die parametrische Kopplung der am SBS-Prozeß beteiligten Wellen beschreiben zu können, geht man von den Gleichungen der Zweiflüssigkeitstheorie aus. Das Ziel ist die Entwicklung

$$\chi_e = \frac{-\omega_{pe}^2}{\bar{\omega}^2 - \gamma_e v_e^2 k^2} \quad \chi_i = \frac{-\omega_{pi}^2}{\bar{\omega}^2 - \gamma_i v_i^2 k^2}$$

$$\bar{\omega} = \omega - i\Gamma_p \quad \bar{\omega}_{\pm} = \omega_{\pm} \omega_0 + i\Gamma_{\pm}$$

$$\vec{k}_{\pm} = \vec{k}_{\pm} + \vec{k}_0 \quad \gamma_{e,i} = (c_p/c_v)_{e,i}$$

v_0 ist die "Quivergeschwindigkeit" der Elektronen im Feld der Pumpwelle, $\omega_{pe,pi}$ bezeichnet die Elektronen- bzw. Ionenplasmafrequenz und Γ die Dämpfungsrate der beteiligten Welle. Gleichung 3.3 wird als Plasmadispersionsrelation in Gegenwart einer elektromagnetischen Pumpwelle großer Amplitude bezeichnet. Für den Fall der Rückstreuung vernachlässigt man in Gleichung 3.3 die Antistokeskomponente $(\omega_+, \vec{k}_+)$, weil Energie- und Impulssatz hierfür nicht gleichzeitig erfüllt werden können.

Bei der durch die SBS im Plasma angeregten Ionenschallwelle handelt es sich um eine niederfrequente elektrostatische Welle, für die $\omega \ll \omega_0$ gilt. Nutzt man diese Beziehung aus, erhält man folgende für uns anwendbare Dispersionsbeziehung (Han 82):

$$(\omega^2 - 2i\Gamma_{pi} \omega - \omega_s^2) \left(\omega - i\Gamma_- + \frac{c^2 k^2 - 2c^2 \vec{k} \cdot \vec{k}_0}{2\omega_0} \right) = - \frac{k^2 v_0^2 \omega_{pi}^2}{4\omega_0} \quad (3.4)$$

Um aus Gleichung 3.4 den Schwellwert für die SBS zu berech-

nen, wird nur eine schwache Kopplung der beteiligten Wellen betrachtet. Schwach ist die Kopplung dann, wenn die Pumpwelle die Dispersion der ionenakustischen Welle wenig oder überhaupt nicht ändert. Dieser Fall liegt bei unseren Bestrahlungsstärken immer vor.

Für die Lösung der Dispersionsbeziehung in diesem Bereich setzt man $\omega = \omega_s + i\gamma$ in Gleichung 3.4. Die Größe γ bedeutet physikalisch eine Anwachsrate bzw. eine Dämpfungsrate und wird daher durch Betrag und Vorzeichen bestimmt. Berücksichtigt man die Beziehung 3.1 und 3.2, so erhält man mit Hilfe von 3.4 eine quadratische Gleichung in γ mit der Lösung:

$$\gamma = \frac{1}{2}\Gamma_- + \frac{1}{2}\Gamma_{pi} - \frac{1}{2} \left[(\Gamma_- - \Gamma_{pi})^2 + \frac{k^2 v_o^2 \omega_{pi}^2}{2 \omega_o \omega_s} \right]^{1/2} \quad (3.5)$$

Abhängig von der Feldstärke der Pumpwelle kann nun γ sowohl positiv als auch negativ werden. Dabei entspricht der Nullübergang gerade dem Wert, bei dem der Schwellwert für die SBS erreicht wird. Es gilt:

$$\left(\frac{v_o}{c}\right)^2_{\text{Schwellwert}} = \frac{8 \Gamma_- \Gamma_{pi} c_s^2 \omega_o^2}{\omega_o \omega_s c^2 \omega_{pi}^2} \quad (3.6)$$

Für elektromagnetische Wellen im Plasma läßt sich die Dämpfungsrate Γ_- durch inverse Bremsstrahlungsabsorption folgendermaßen ausdrücken:

$$\Gamma_- = \nu_{e-i} \frac{\omega_{pe}^2}{2 \omega_o^2} \quad (3.7)$$

wobei ν_{e-i} die Elektronen-Ionen Stoßfrequenz für kumulative 90°-Stöße bezeichnet. Der Hauptdämpfungsmechanismus im Fall

der ionenakustischen Welle ist die lineare Ionenlandaudämpfung. Da bei unserem Plasma in der Regel nicht $T_e/T_i \gg 1$ gilt, versagen hier übliche Näherungen. Wir verwenden daher eine auf der numerischen Lösung der Plasmadispersionsfunktion beruhende Näherung nach Chen (Che 84). Demnach ist die Dämpfungsrate für $Z = 1$:

$$\Gamma_{pi} \approx 1,1 \omega_s \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1,75} \exp\left(-\frac{T_i^2}{T_e^2}\right) \quad (3.8)$$

Zur Verdeutlichung der Größenordnung des Schwellwerts wird Gleichung 3.6 für die Parameter unseres Experiments ausgewertet. Wesentliche Parameter sind dabei die Elektronentemperatur bzw. das Verhältnis T_e/T_i und die Bestrahlungsstärke P_o/A . Dazu drücken wir den Parameter $(v_o/c)^2$ durch die Energiedichte des elektrischen Feldes des Pumplasers aus und erhalten nach Einsetzen von Gleichung 3.7 und 3.8 die Schwellwertbeziehung für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma:

$$\begin{aligned} \left(\frac{P_o}{A} \right)_{\text{Schwellwert}} &= \ln \Lambda_C \frac{n_e}{n_c} \frac{\left(\frac{k_B T_i}{\text{eV}} \right)^{1,75}}{\left(\frac{k_B T_e}{\text{eV}} \right)^{3,25}} \left(\frac{k_B T_e + 3 k_B T_i}{\text{eV}} \right) \\ &\cdot \exp\left(-\frac{T_i^2}{T_e^2}\right) 2,7 \cdot 10^{14} \text{ W m}^{-2} \quad (3.9) \end{aligned}$$

Abb. 3.2 zeigt die Schwellwertbestrahlungsstärke für die typischen Parameter T_e , T_i und n_e des Experiments. Der Coulomblogarithmus wird konstant $\ln \Lambda_C = 8$ gesetzt, er ist nur eine schwach veränderliche Funktion der genannten Parameter (Spi 61).

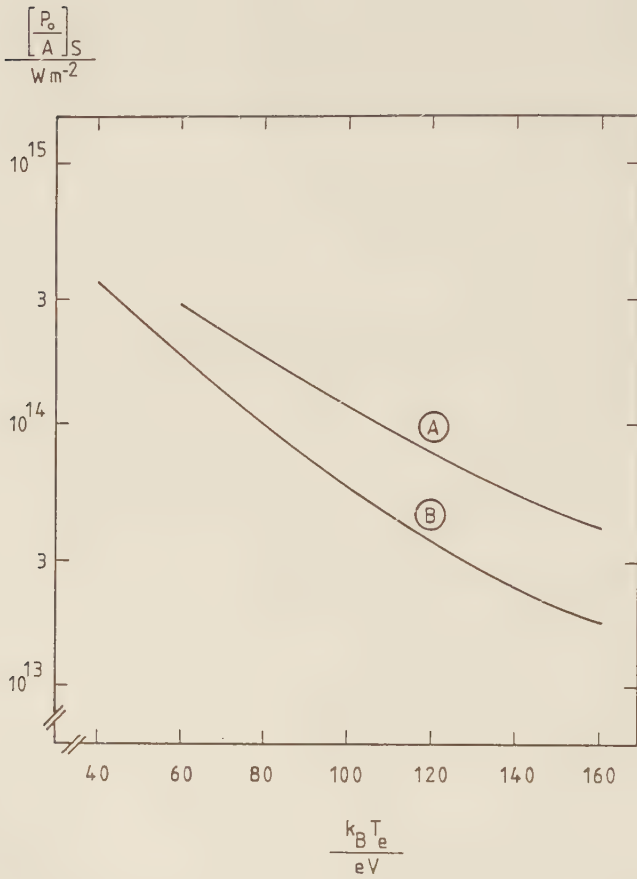


Abb. 3.2: SBS-Schwellwertbestrahlungsstärke als Funktion der Elektronentemperatur bei $n_e/n_c = 0,7$. Parameter ist die Ionentemperatur.

Kurve A: SBS-Schwellwertbestrahlungsstärke für $T_i = 60$ eV

Kurve B: SBS-Schwellwertbestrahlungsstärke für $T_i = 40$ eV

Für ein lasererzeugtes Plasma stellen die in Abb. 3. 2 eingetragenen Schwellwertbestrahlungsstärken nur einen unteren Grenzwert dar. Je größer und je homogener sich das erzeugte Plasma ausbildet, desto näher wird der tatsächliche Schwellwert an diese untere Grenze heranrücken. Die SBS-Rückstreuung bei inhomogenen und räumlich eng begrenzten Plasmen soll kurz angesprochen werden.

Wenn das Wechselwirkungsvolumen durch die Plasmagröße begrenzt ist, reicht der in Gleichung 3.6 angegebene Schwellwert nicht aus, die Konvektion von Wellenenergie aus der Plasmaregion muß durch eine entsprechend höhere Anwachsrate ausgeglichen werden. Bezeichnet l die Plasmalänge, wird obige Forderung durch folgende Beziehung spezifiziert (Che 74, Ber 86):

$$\frac{\gamma^2}{r_{pi}} \frac{l}{c} \gg 1 \quad (3.10)$$

Ist das Plasma nicht homogen, zeigt die im Plasma angeregte Welle unterschiedliche Wellenlängen an verschiedenen Orten des Plasmas, so daß die Phasenanpassung

$$\omega_o = \omega_s + \omega_- \quad (\text{Energieerhaltung})$$

$$\vec{k}_o = \vec{k}_s + \vec{k}_- \quad (\text{Impulserhaltung})$$

nur immer für einzelne Teilregionen erfüllt werden kann. Wenn die angeregte Welle den Ort der optimalen Phasenanpassung verläßt, wächst sie nur noch so lange an, bis die Phasenverschiebung so groß wird, daß keine Modenkopplung mehr stattfindet. Die Wellengleichung hat hier einen Umkehrpunkt, die Welle läuft von dort aus weiter, ohne daß ein weiteres Anwachsen stattfindet. Ein Umkehrpunkt erscheint, wenn die Fehlanpassung der Phase $\int \Delta k \, dx \approx \Delta k \, l_t$ in der

Größenordnung von eins liegt. l_t ist die Weglänge, die zwischen zwei Umkehrpunkten liegt. Sie muß ausreichend groß sein, sonst verhindern die Verlustprozesse ein Anwachsen. Im Fall der SBS ist nicht der Dichtegradient entscheidend, sondern die Temperaturgradientenlänge spielt die entscheidende Rolle bei der Dispersionsrelation für die Ionenschallwelle (Che 74). Daher wird l_t durch die Temperaturgradientenlänge l_T ersetzt und die Relation 3.10 lautet nun im Fall eines temperaturinhomogenen Plasmas:

$$\frac{\gamma^2 l_T}{\Gamma_{pi} c} \gg 1 \quad (3.11)$$

Kleine Gradientenlängen (steile Gradienten) führen zu einer effektiven Erhöhung des Schwellwertes, wobei die Gradientenlänge l_T linear in die Schwellwertbeziehung 3.11 eingeht.

Durch Laser erzeugte Plasmen sind in der ersten Zeit ihrer Entstehung durch Gradienten und geringe räumliche Ausdehnung charakterisiert. Für solche Plasmen ist ein merklich höherer Schwellwert für die SBS zu erwarten als für homogene, ausgedehnte Plasmen. Bei einer entsprechenden Erhöhung des Schwellwertes kann mit unserer Bestrahlungsstärke ($\geq 10^{15} \text{ Wm}^{-2}$) keine SBS mehr angeregt werden.

4. Experimentelle Komponenten

Die wesentlichen Komponenten des Versuchsaufbaus sind ein Gasstrahltarget, vier in einem justierbaren Gestell angeordnete asphärische Spiegel und ein CO_2 -Laser als Energielieferant. Die Untersuchung des Plasmas sowie der Laser-Plasma-Wechselwirkung werden durch ein Interferometer, einem Infrarot-Polychromator und verschiedene Detektorsysteme ermöglicht.

4.1. Das Gasstrahltarget mit seiner Vakuumanlage

Die in großen Labors zur Fusionsforschung verwendeten Targets sind kleine Pellets, die mit einer Injektoranlage zeitlich genau mit dem Eintreffen des Laserstrahls zum Ort des Fokus geschossen werden. Ein Pelletinjektor stand jenseits unserer finanziellen Aufwendungen und mußte durch ein Gasstrahltarget ersetzt werden. Detaillierte Untersuchungen zur Konstruktion eines Gasstrahltargets wurden schon in unserer Arbeitsgruppe durchgeführt (Bra 81). Hieraus zusammengefaßt die wichtigsten Forderungen zum Bau eines solchen Targets:

- Um eine Absorption des Laserlichts durch Luft vor Erreichen des Targets zu vermeiden, muß das Target selbst in einer Vakuumkammer untergebracht werden. Der Gasstrahl muß so beschaffen sein, daß am Fokussort ein Gebiet hoher Dichte vorliegt, das auf einen möglichst kleinen Raum beschränkt bleibt. Mit anderen Worten: Der Gasstrahl soll räumlich eng begrenzt und vakuumisoliert vorliegen.
- Der Laserstrahl darf keinen Kontakt zur Düsenwand bekommen, was die Düse beschädigen und außerdem zu Plasmaverunreinigungen

gungen führen würde. Daher muß der sich hinter dem Austrittsquerschnitt der Düse aufbauende Gasstrahl eine ausreichende Länge besitzen, was gleichzeitig auch eine gute Zugänglichkeit für die Diagnostik garantiert.

- Am Ort des Fokus sollte die kritische Dichte für die Wellenlänge des CO_2 -Lasers (10^{19} Teilchen cm^{-3}) erreichbar sein.
- Um die Vakuumpumpe nicht zu überfordern, darf das Gas-target nur gepulst betrieben werden. Man benötigt ein steuerbares Ventil, das nur einen kurz andauernden Gasstrom ausstößt. Der Zeitpunkt des Gasausstoßes muß bekannt und reproduzierbar sein.

Um diesen Forderungen gerecht zu werden, benötigt man drei Bauteile für das Target: ein triggerbares Ventil mit Vorratsbehälter, eine Düse und eine Vakuumkammer. Es sei schon vorweggenommen, daß für ein Gasstrahltarget nur eine Laval-Düse in Betracht kommt, da sich die Gase in einer einfach konvergenten (sonischen) Düse nicht weit genug entspannen lassen, was zu einem starken Aufplatzen des Gasstrahls bei kleinem Umgebungsdruck p' führt.

Eine Laval-Düse (Bild 4.1) ist so aufgebaut, daß sich der Querschnitt zuerst bis auf einen minimalen Querschnitt $A_{\min}$ verjüngt und anschließend wieder erweitert bis zum Austrittsquerschnitt A_{aus} . Mit einer solchen Düse kann bei geeigneten Betriebsbedingungen Überschallgeschwindigkeit erreicht werden. Welches Druckverhältnis, welche Geschwindigkeit, Temperatur und Machzahl sich am Ausgang der Düse einstellen, hängt allein vom Erweiterungsverhältnis $A_{\text{aus}}/A_{\min}$ ab.

Für die Auslegung eines Gasstrahltargets entscheidend ist die Untersuchung des Ausströmvorgangs von Gasen aus einem Vorratsbehälter mit konstantem Druck p_0 durch eine Laval-Düse in einen Raum, in dem der Umgebungsdruck p' herrscht.

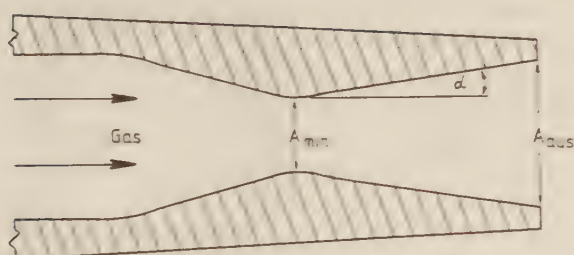


Abb. 4.1: Längsschnitt einer Laval-Düse.

- A_{min} : kleinste Düsenquerschnittsfläche
- A_{aus} : Querschnittsfläche des Düsenaustritts
- α : Öffnungswinkel

Beschreibungen über diese Thematik findet man in vielen Lehrbüchern (Pra 69, Sch 75, Wut 82). Die sich ausbildenden Strömungsverhältnisse sind direkt abhängig von zwei Druckwerten: dem Druck am Austritt der Laval-Düse und dem Umgebungsdruck p' .

Bei dem für uns relevanten Fall, der Expansion eines Gasstrahls in ein Vakuum ($p_{aus} \gg p'$), ergibt sich ein keilförmiges Einflußgebiet mit Überschallstrahl im Anschluß an die Düsenmündung. Hier ist zunächst die Strömung noch ungestört. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der auftretende Druckgradient zunächst nur auf den äußeren Rand des Gasstrahls wirkt. Das Gas im Innern der Strömung behält wegen seiner hohen Geschwindigkeit die ursprüngliche Bewegungsrichtung, die es beim Austritt aus der Düse hatte, bei.

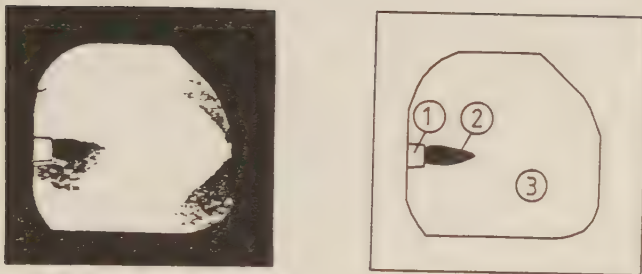
Die keilförmige Überschallströmung, die sich hinter der Laval-Düse ausbildet, erfüllt alle wesentlichen Forderungen, die an ein Gasstrahltarget gestellt werden. Ohne detaillierte Rechnungen vorzulegen sei vermerkt, daß die Keillänge proportional und die Gasdichte im Keil bei gegebener Dichte im Reservoir umgekehrt proportional zu dem Öffnungsverhältnis $A_{\text{aus}}/A_{\text{min}}$ ist. Man muß also einen Kompromiß zwischen Teilchendichte und Strahllänge eingehen. Anhand vieler Experimente wurde in Bra 81 für verschiedene Betriebsbedingungen die optimale Düse berechnet. Nach diesen Berechnungen wurde auch die in der vorliegenden Arbeit verwendete Düse konstruiert: mit $A_{\text{aus}}/A_{\text{min}} = 4$ und mit einem Öffnungswinkel α von $8,4^\circ$.

Nach dieser mehr allgemeinen Betrachtung über ein Gasstrahltarget sollen nun die für den Betrieb eines solchen Targets notwendigen Parameter bestimmt werden. Das sind:

- Länge des freien Gasstrahls
- Teilchendichte im Strahl
- Öffnungszeit des Ventils, d.h. die Zeit vom Antriggern des elektromagnetischen Ventils bis zur Ausbildung der vollen Gasdichte am Austrittsquerschnitt.

Für die Messung von Länge und Dichte im Strahl wurde ein Shearplate-Interferometer betrieben, das sowohl mit einer Plan- als auch mit einer Keilplatte ausgestattet werden kann. Ein aufgeweiteter He-Ne-Laserstrahl liefert Meß- und Referenzteil. Die beiden Teilstrahlen werden an einer optischen Plan- bzw. Keilplatte überlagert und mit einem Umlenkspiegel auf eine Fotoplatte gelenkt.

Das mit Hilfe des Planplattenaufbaus gemachte Foto (Abb. 4.2) zeigt deutlich den keilförmigen Gasstrahl, der von links nach rechts strömt. Die Strahllänge läßt sich direkt aus-



1: Düsenmantel

2: Gasstrahl

3: Bildfeld

Abb. 4.2: Interferogramm des keilförmigen Gasstrahls.

messen, da ein Referenzmaß, der 1,8 mm große Düsendurchmesser, mit abgebildet ist. Der freie Gasstrahl erreicht eine Länge von ca. 3,5 mm.

Zur Messung der Teilchendichte wird das Interferometer mit der Keilplatte betrieben, weil das nun entstehende Streifenmuster proportional zur Gasdichte verbogen wird (siehe Abschnitt 5.2). Die aus der Streifenverschiebung resultierende Neutralgasteilchendichte wurde nach einem von O. Brandt (Bra 81) aufgestellten Programm berechnet und ist in Abb. 4.3 dargestellt. Die ausgewerteten Meßdaten zeigen den räumlich begrenzten Teilchendichteverlauf.

Um die Öffnungszeit des Ventils zu messen, die zwischen An-

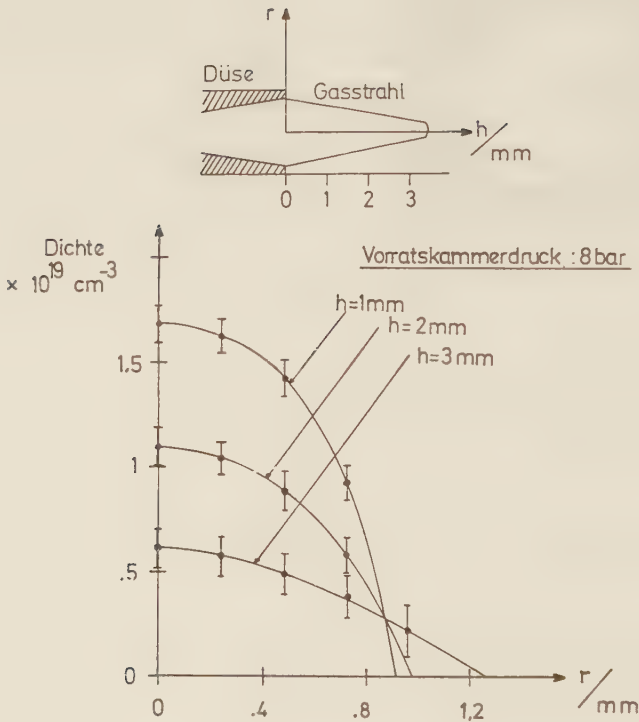


Abb. 4.3: Die Verteilung der Neutralgasteilchendichte am freien Überschallgasstrahl.

triggern des Ventils und Erreichen der vollen Teilchendichte im Gasstrahl vergeht, bietet sich die Schlierenmethode an. Dazu richtet man einen parallelen, aufgeweiteten Laserstrahl senkrecht zur Düsenmündung aus, so daß das ausströmende Gas

den Strahl durchqueren muß. Hinter der Düse wird der Laserstrahl auf eine scharfkantige Schlierenblende fokussiert, und zwar so, daß die Schneide der Blende gerade die ganze Strahlung abblockt, wenn kein Gas ausströmt. Tritt Gas aus, wird das Licht infolge Refraktion abgelenkt. Ein Teil der Laserstrahlung geht an der Schneide vorbei und trifft auf eine hinter der Blende angeordnete Fotodiode. Die Diode liefert so nur bei Gasfluß ein Signal, das auf einem Oszillographen festgehalten wird. Die Veränderung der Bestrahlungsstärke und die damit verbundene Signaländerung ist zum Gradienten des Brechungsindex proportional. Dieser wird sich so lange ändern, bis ein stationärer Zustand der Gasströmung erreicht ist.

Abb. 4.4 zeigt das Signal des Oszillographen. Getriggert wird das Ventil zum Zeitpunkt $t = 0$. Im Vorratsbehälter der Düse befindet sich Wasserstoff. Nach 3,6 ms verlassen die ersten Gasteilchen die Düse, und nach 5,8 ms wird die stationäre Gasströmung erreicht. Der glatte Verlauf der Kurve zeigt, daß keine nennenswerten Turbulenzen im Gasstrahl auftreten. Die nicht aus der Abbildung ersichtliche Öffnungsdauer des Ventils beträgt 60 ms. Die Messungen bei zwei, fünf und acht bar Druck im Reservoir zeigten keine zeitlichen Änderungen der Öffnungszeiten. Diese ändern sich jedoch bei Verwendung eines anderen Betriebsgases. Bei Stickstoff vergehen 10 ms, bis sich eine stationäre Strömung einstellt, die Öffnungsdauer beträgt 100 ms.

Zur Vermeidung vorzeitiger Absorption der Laserstrahlung durch Luft müssen das Target und die optischen Komponenten in einer Vakuumkammer untergebracht werden. Voruntersuchungen haben gezeigt, daß bei Druckwerten unter einem Pascal keine energieverzehrenden Luftdurchbrüche mehr auftreten. Niedrigere Druckbereiche mußten somit nicht angestrebt werden. Zum Schutz der optischen Oberflächen muß ein Eindringen von Öldämpfen in den Rezipienten auf jeden Fall vermieden werden.

Gas: H₂

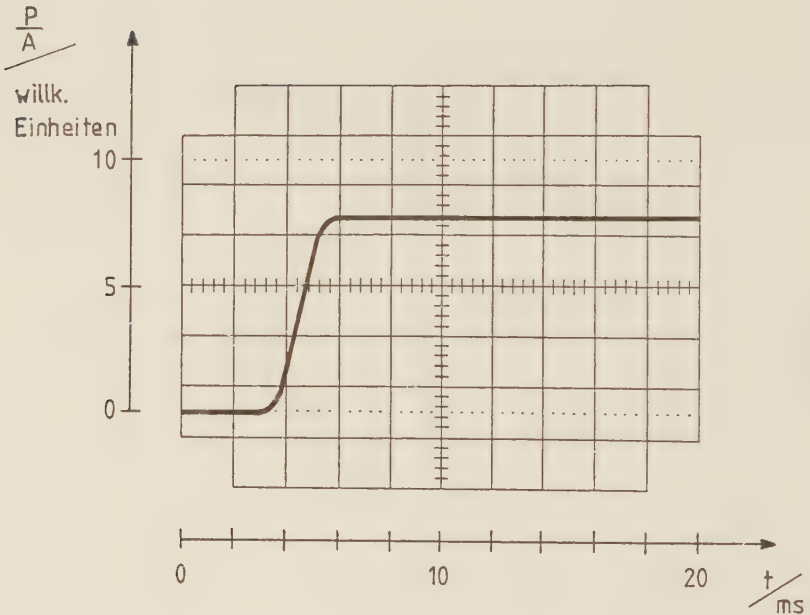


Abb. 4.4: Öffnungszeit des Ventils, mit Schlierenmethode ermittelt. Erläuterung im Text.

Eine zweistufige Vorpumpe und der Einsatz zweier Ölfallen erfüllte unsere Forderungen an das Vakuum. Ein aus Glas gefertigter Rezipient erlaubte eine Sichtkontrolle während des Betriebs. Die einzelnen Komponenten der Vakuumanlage sind im Bild 4.5 aufgeführt.

Vakuumanlage

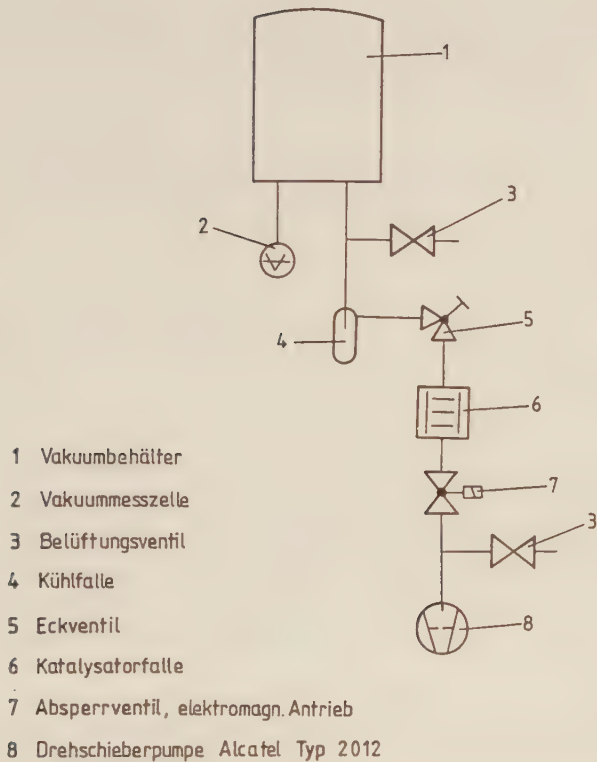


Abb. 4.5: Die zum Schutz vor Öldämpfen mit zwei Fallen versehene Vakuumanlage.

Dieser Abschnitt soll mit der Bemerkung abgeschlossen werden, daß der anschließend beschriebene optische Aufbau wenig Platz

für die Düse bereithält und die eingesetzte Version im wahrsten Sinne des Wortes eine "Laval-Minidüse" ist. Der engste Querschnitt im Düseninneren beträgt nur 0,67 mm und der Austrittsquerschnitt hat eine Abmessung von 1,35 mm. Um überhaupt an den Fokus des Spiegelsystems zu gelangen, sitzt die Düse am Ende eines 58 mm langen Röhrchens.

Es gibt auch andere Möglichkeiten, Gasstrahltargets zu konstruieren, einen Überblick findet man bei Mus 82.

4.2. Prinzipielle Überlegungen und Aufbau des optischen Systems

In fast allen bisher erschienenen Arbeiten über laserinduzierte Plasmen erfolgte die Plasmaerzeugung nur mit Hilfe eines einzelnen optischen Elements (Spiegel oder Linse). Doch damit läßt sich keine laserfusionsrelevante Targetbestrahlung erreichen. Das veranlaßte uns, ein aufwendiges Spiegelsystem zu bauen, um drei wichtige Forderungen zu erfüllen:

- (1) Der Laserstrahl muß aus einem Raumwinkel von nahezu 4π sr auf das Target einfallen.
- (2) Die Bestrahlung hat außerdem isotrop zu erfolgen.
- (3) Das Plasmazentrum soll während der gesamten Emissionsdauer des Lasers räumlich fixiert bleiben.

Bei der Plasmaerzeugung mit einfachen Fokussierungsoptiken, z.B. mit einer Linse, wandert das Plasma nach Zündung mit großer Geschwindigkeit auf die Linse zu (Off 72, Tho 76). Das bedingt eine Abweichung von der Kugelgeometrie und er-

schwert zusätzlich die Diagnostik. Dieser Mangel darf bei unserem Spiegelsystem nicht mehr in Erscheinung treten.

Bei der Fusionsforschung ist man mittlerweile dazu übergegangen, die Targetfläche mit einer Vielzahl von Lasern zu beschießen, wobei sich die von einzelnen Lasern bestrahlten Targetareale überlappen (Vin 76, Bur 83), doch erfüllt unsere ökonomische Lösung, bei der nur ein Laser zur Verfügung steht, die gleiche Aufgabe. Dabei muß der vom Laser annähernd parallel emittierte Strahl mit Hilfe einer geeigneten Optik auf sphärische Bestrahlungsgeometrie transformiert werden. Über den Bau einer solchen Optik werden in der Literatur verschiedene Wege vorgeschlagen. Allein in Phi 75 sind vier Varianten vorgestellt.

Nach unseren Kriterien erschien das bei KMS Fusion von Tho 75 und Bru 75 vorgeschlagene Konzept am geeignetsten, da es aus gängigen optischen Komponenten besteht und außerdem die Zugänglichkeit zum Plasma gewährt. Bei diesem Aufbau wird der Strahl eines YAG-Lasers mit einem fünfzig zu fünfzig Strahlteiler aufgespalten und je ein Strahl mit Hilfe einer weit öffnenden Linse und einem Ellipsoidspiegel auf ein Target mit einem Öffnungswinkel von 144° fokussiert.

Dieses Konzept war vielversprechend und konnte in ähnlicher Form auch von uns übernommen werden. Die Linsen wurden gegen zwei Parabolspiegel ausgetauscht. Diese kleine Maßnahme brachte gewichtige Vorteile:

- Bei Verwendung von Parabolspiegeln muß nicht der gesamte Strahlquerschnitt mit einem komplizierten fünfzig zu fünfzig Teiler aufgespalten werden, sondern es reicht, den Querschnitt in zwei geometrische Hälften zu trennen. Dadurch können einfache Schneidespiegel als Strahlteiler eingesetzt werden.
- Da ein Spiegel im Gegensatz zur Linse für alle Wellen-

längen die gleiche Brennweite besitzt, kann die mit Infrarot-Strahlung betriebene Anlage auch mit sichtbarer Strahlung justiert werden, ohne daß die Abbildungseigenschaften verlorengehen. Ein Parabolspiegel erlaubt zudem eine stigmatische Abbildung aller achsenparalleler Strahlen.

In Abb. 4.6 ist der Querschnitt eines Spiegelpaares dargestellt, das aus einem "off-axis" Paraboloid und einem rotationssymmetrischen Ellipsoid besteht. Für unseren Aufbau werden zwei solcher Spiegelpaare benötigt. Ein parallel einfallender Strahl wird zunächst in F' , der sowohl Brennpunkt des Paraboloids als auch der äußere Brennpunkt des Ellipsoids ist, fokussiert. Das Strahlenbündel fällt dann auf das Ellipsoid und wird anschließend im inneren Fokus F des Ellipsoids fokussiert. Dabei wird der Öffnungswinkel des Paraboloids von 100° auf 170° vergrößert.

Die Lage des zweiten Spiegelpaares erhält man durch Drehung der Abbildung in F um 180° .

Der äußere Brennpunkt des einen Ellipsoids liegt jeweils auf der Spiegelfläche des anderen, gegenüberliegenden Ellipsoids. Dieses Konstruktionsmerkmal legt die Parameter der Ellipsoide fest und ermöglicht, daß die Strahlung durch kleine Öffnungen eingelassen werden kann, siehe Abb. 4.6.

Mit a : große Halbachse
 b : kleine Halbachse
 c : Brennweite, $c = 22,5$ mm
 e : numerische Exzentrizität gilt:

$$a = 3c$$

$$b = \sqrt{8} c$$

$$e = c/a = 1/3$$

Die zwei Spiegelkombinationen gestatten es, ein Target im Raumwinkelbereich von $11,5$ sr zu bestrahlen und räumen außerdem noch einen großen Sicherheitsabstand zum Schutz der Spiegeloberfläche ein (Abstand von der Spiegeloberfläche

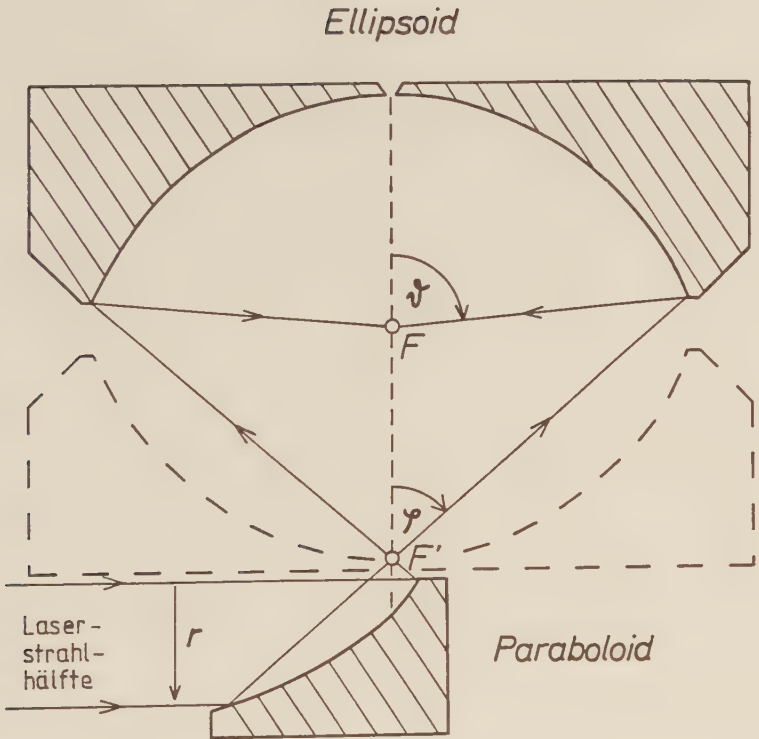


Abb. 4.6: Querschnitt der Spiegeloptik im Maßstab 1 : 1 .
Gestrichelt dargestellt ist die Position des
Ellipsoids vom zweiten Spiegelpaar.

F : Zentraler Fokus im Spiegelsystem und innerer
Fokus des Ellipsoids. Um F bildet sich die
Plasmakugel aus.

F' : Fokus des Paraboloids und äußerer Fokus des
Ellipsoids.

zum Plasmazentrum $\geq 2c$).

Da die Spiegel den Strahlen eines gepulsten Hochleistungs-lasers ausgesetzt sind und insbesondere die beiden Parabolspiegel hohe Bestrahlungsstärken verkraften müssen, besteht die Optik aus Metall. Die mit Diamantgriffel aus einem Kupferblock gefrästen und mit einer Schutzschicht aus Gold versehenen Spiegel wurden von der Firma Aero Research Associates, Great Neck N.Y. gefertigt. Die vier asphärischen Spiegel sind zusammen mit einem planen Schneidespiegel und vier planen Umlenkspiegel in einem stabilen, justierbaren Gestell integriert. Die Abb. 4.7 zeigt den Aufbau des optischen Systems.

Die planen Nickelspiegel führen jeweils eine Querschnittshälfte des Laserstrahls seitenrichtig den beiden Parabolspiegeln zu. Die Parabolspiegel, auf Verstelleinheiten montiert, die im μm -Bereich drei Translationsbewegungen durchführen können, werden so eingestellt, daß ihre Brennpunkte mit den äußeren Brennpunkten F1 und F2 der Ellipsoide zusammenfallen. Mit Hilfe einer dritten Verstelleinheit können die beiden Spiegelpaare gegeneinander so justiert werden, daß der Laserstrahl nach einer Reflexion an den Ellipsoidspiegeln im zentralen Fokus F eintrifft.

Die dritte Verstelleinheit ist mit fernsteuerbaren Mikrometerschrauben versehen, die Versetzungen, die z.B. beim Evakuieren entstehen, ausgleichen können. 2,2 mm vor dem zentralen Fokus befindet sich der Austrittsquerschnitt der Laval-Düse. Der Abstand der Düse zum Fokus kann bei Bedarf stufenlos variiert werden.

Da die Forderung der Targetbestrahlung aus nahezu 4π sr durch das vorgestellte Spiegelsystem erfüllt werden kann, soll nun die Frage geklärt werden, wie die Radialverteilung der Bestrahlungsstärke des Laserstrahls aussehen muß, damit das Target auch isotrop bestrahlt wird. Abbildungsfehler

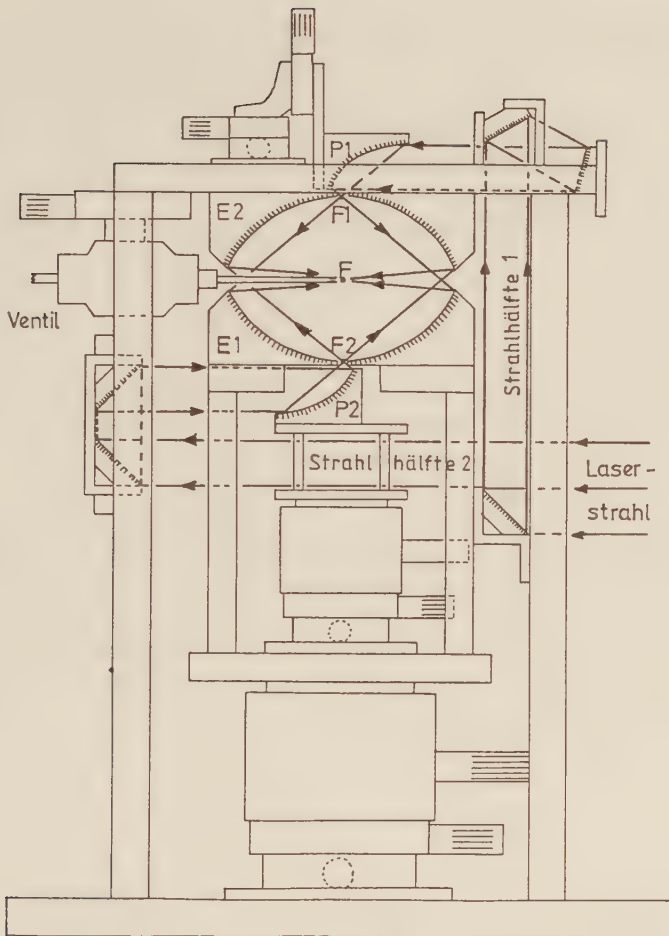


Abb. 4.7: Aufbau des optischen Systems.

Mit E sind die Ellipsoidspiegel, mit P die Parabolspiegel gekennzeichnet. Der Brennpunkt F1 ist der gemeinsame Brennpunkt von E1 und P1, analoges gilt für den zweiten Brennpunkt. Vor dem gemeinsamen Brennpunkt F sitzt die Laval-Düse.

und Laserstrahldivergenz werden hier außer acht gelassen. Die folgende kurze Herleitung der Bestrahlungsstärkeverteilung lehnt sich teilweise an die Ausführung von Thomas (Tho 75), wobei den speziellen Verhältnissen unseres optischen Aufbaus Rechnung getragen wird.

Wir betrachten ein schmales Ringelement aus dem Laserquerschnitt:

$$dA_L = 2\pi r dr$$

welches vom Paraboloid in ein Raumwinkelement $d\Omega$ am Punkt F' fokussiert wird. Wegen der Rotationssymmetrie gilt:

$$d\Omega_\varphi = 2\pi \sin \varphi d\varphi$$

wobei hier mit φ der Zenitwinkel bezeichnet wird, siehe Abb. 4.6. Um Transformationen zu vermeiden, betrachtet man zunächst das ganze Problem rückwärts. Bei einer als homogen angenommenen Bestrahlungsstärke E_0 (Leistung/Fläche) im Laserquerschnitt lautet die Verteilung der Strahlstärke I (Leistung/Raumwinkel) im Fokus F' :

$$I_L = E_0 \frac{dA_L}{d\Omega_\varphi} = E_0 \frac{r dr}{\sin \varphi d\varphi} \quad (4.1)$$

Für die Hauptschnitte eines Paraboloids gelten die Gleichungen einer Parabel (Rot 62):

$$r = \frac{p \sin \varphi}{1 + \cos \varphi} \quad (4.2)$$

und mit Hilfe der Quotientenregel erhält man:

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{p}{1 + \cos \varphi} \quad (4.3)$$

Setzt man die letzten beiden Beziehungen in Gleichung 4.1 ein, so resultiert daraus:

$$I_L(\varphi) = E_0 \cdot p^2 \frac{1}{(1 + \cos \varphi)^2} \quad (4.4)$$

Im Bild 4.8 ist I_L in dem für uns interessanten Bereich von $-50^\circ \leq \varphi \leq 50^\circ$ aufgetragen.

Im nächsten Schritt muß nun die Abbildungseigenschaft des Ellipsoiden berücksichtigt werden. Wir nehmen an, daß sich am Ort des Targets (F im Bild 4.6) eine homogen im Raumwinkel Ω emittierende Punktquelle befindet und fragen wieder, wie die Verteilung der Strahlstärke I im Brennpunkt F' als Funktion des Winkels φ aussieht:

$$I_T = I_0 \frac{d\Omega_\varphi}{d\Omega_\varphi} = I_0 \frac{\sin \vartheta \, d\vartheta}{\sin \varphi \, d\varphi} \quad (4.5)$$

Mit folgender Winkeltransformation:

$$\vartheta = \arcsin \left(\frac{4 \sin \varphi}{5 - 3 \cos \varphi} \right) \quad (4.6)$$

ergibt sich:

$$\frac{d\vartheta}{d\varphi} = \frac{20 \cos \varphi - 12}{(1 - \left[\frac{4 \sin \varphi}{5 + 3 \cos \varphi} \right]^2)^{1/2} (5 - 3 \cos \varphi)^2} \quad (4.7)$$

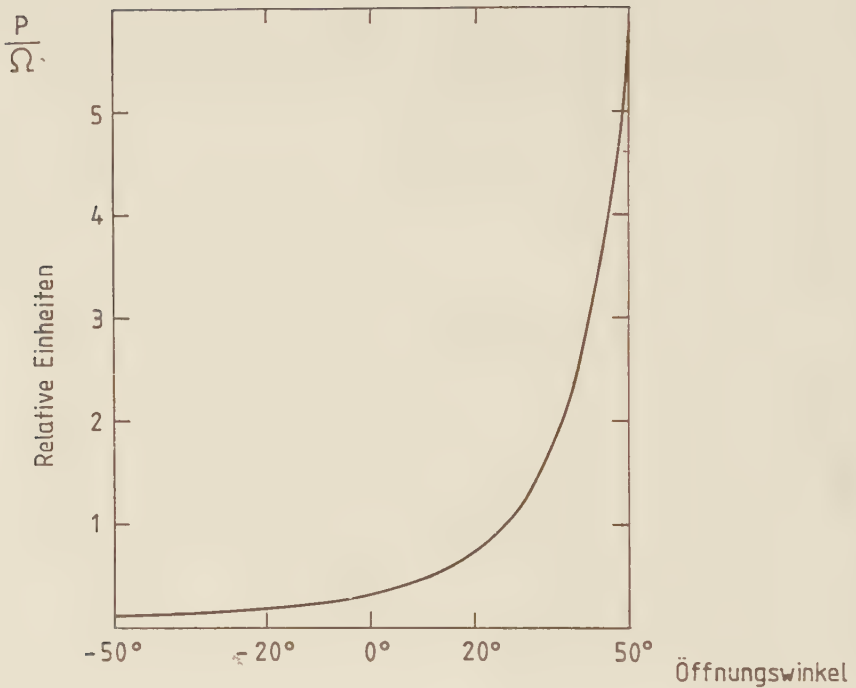


Abb. 4.8: Strahlstärke (Leistung/Raumwinkel) $I_L(\varphi)$ im Fokus F' des Paraboloiden als Funktion des Öffnungswinkels φ . Diese Verteilung ergibt sich, wenn der Paraboloid mit einem parallelen Laserstrahl bestrahlt wird, der im ganzen Querschnitt eine homogene Bestrahlungsstärke aufweist.

Aus den Gleichungen 4.5 bis 4.7 erhält man die gesuchte Beziehung:

$$I_T(\varphi) = 4I_0 \cdot \frac{20 \cos \varphi - 12}{\left(1 - \left[\frac{4 \sin \varphi}{5 + 3 \cos \varphi}\right]^2\right)^{1/2} (5 - 3 \cos \varphi)^3} \quad (4.8)$$

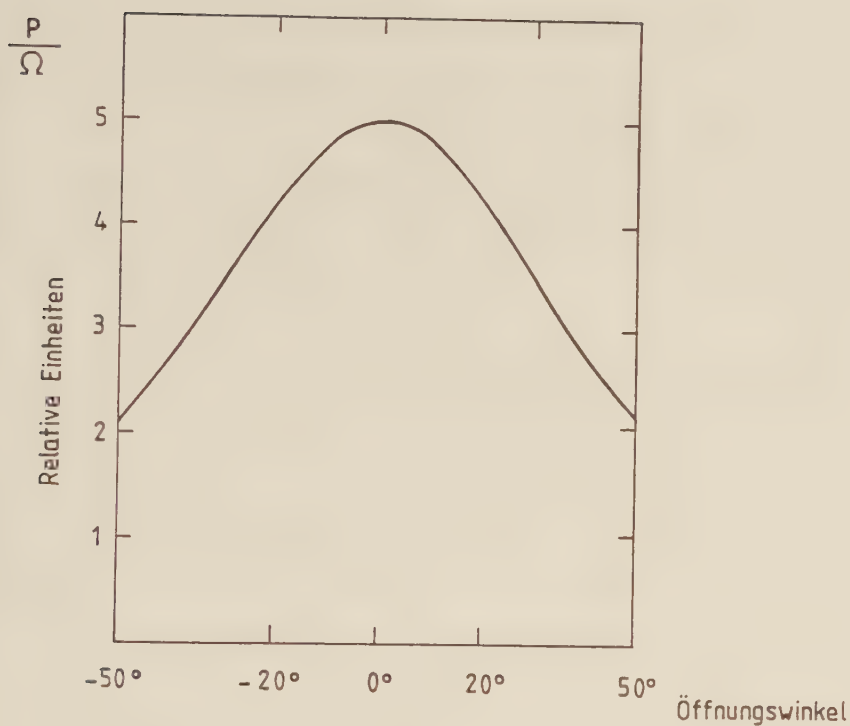


Abb. 4.9: Strahlstärke $I_T(\varphi)$ im Fokus F' als Funktion des Öffnungswinkels φ . Angenommen wird, daß sich am Ort des zentralen Fokus F eine homogen im Raumwinkel Ω emittierende Punktquelle befindet.

In Abb. 4.9 ist diese Funktion dargestellt.

Bisher wurden zwei verschiedene Verteilungen der Strahlstärke für den Fokus F' berechnet:

- (1) Für einen homogen einfallenden Laserstrahl.
- (2) Für eine homogen im gesamten Raumwinkel abstrahlende Punktquelle am Ort des zentralen Fokus F.

Aus dem Verhältnis der beiden Verteilungen bekommt man die Funktion, wie der einfallende Laserstrahl mit dem Radius abfallen muß, um eine isotrope Targetbestrahlung zu erreichen.

In Abb. 4.10 ist die gesuchte Bestrahlungsstärkeverteilung als Funktion vom Laserstrahlradius r dargestellt. r ist in der Abb. 4.6 eingezeichnet. Bis auf den relativ kleinen Einschnitt im Bereich um $r = 0$ ist die Verteilung nahezu identisch mit einer Radialverteilung, die durch eine sich im Fernfeld einstellende Beugungsverteilung gegeben ist. Hierbei darf allerdings nur das zentrale Maximum der Beugungsverteilung herangezogen werden.

Das Energieprofil im Fernfeld von Lasern mit instabilem Resonator (Kru 69) und die Abbildungseigenschaften der Parabol- und Ellipsoidspiegel lösen somit unser Problem: Die Transformation des verfügbaren, nahezu achsenparallelen CO_2 -Laserstrahls mit ringförmigen Emissionsquerschnitt in eine Kugelwelle, die sich isotrop auf den kleinen Fokusbereich des Gasstrahltargets zusammenzieht.

Ersetzt man den Parabolspiegel durch eine Linse, ergibt sich statt der in Abb. 4.10 dargestellten Verteilung ein halbkreisförmiges Profil (Tho 75). Ein solches Profil kann der Laser aber nicht liefern, d.h. so kann keine Bestrahlungsisotropie erreicht werden.

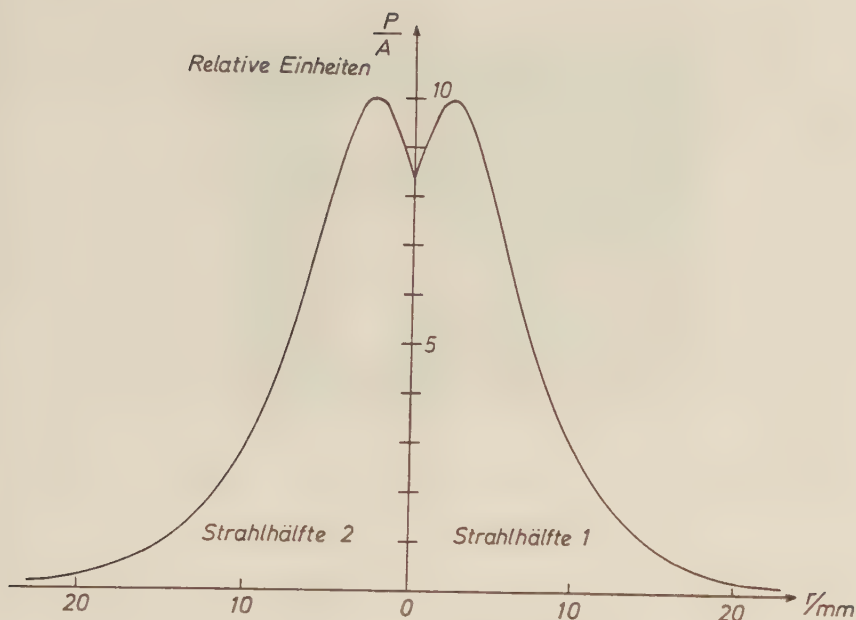


Abb. 4.10: Bestrahlungsstärkeverteilung als Funktion des Laserstrahlradius r für eine isotrope Targetbestrahlung.

4.3. Justierung der Anlage

Die Justierung der Anlage erfolgt mit einem aufgeweiteten, parallelen He-Ne-Laserstrahl, der ja ohne Einschränkung wegen der Dispersionsfreiheit von Spiegeloptiken anstelle eines langwelligen CO_2 -Lasers eingesetzt werden kann. Eine

herkömmliche Messung der Fokusaussdehnung läßt sich nicht durchführen, da es keine Optik gibt, die einen etwa $80\text{ }\mu\text{m}$ großen Brennfleck, der von einem überstumpfen Strahlungskegel mit 170° Öffnung erzeugt wird, in ausreichender Qualität vergrößern kann.

Wir haben daher eine Justiertechnik entwickelt, die sich der Hilfe kleiner Glaskugeln bedient. Zwei an einer Glasfaser befestigte Kügelchen, eines mit ca. $250\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser für die Vorjustierung und eines mit ca. $100\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser für die Feinjustierung, werden, nachdem man sie geschwärzt hat, einzeln an einer Verstelleinheit befestigt. Die Verstelleinheit gestattet eine beliebige Positionierung der kleinen Kugeln in die μm -Umgebung von F. Abb. 4:11 zeigt die angestrahlte $250\text{ }\mu\text{m}$ -Kugel, die hier zum Einrichten der Laval-Düse diente.

Sind die Spiegel grob justiert, was alleine schon durch das Aufleuchten der kleinen Kugel erkennbar ist, wird der größte Anteil des in F (Abb. 4.7) einfallenden Lichts durch das gegenüberliegende Spiegelpaar wieder in einen mehr oder weniger guten Parallelstrahl transformiert, der auf einen weißen Schirm projiziert wird. Anschließend werden die Spiegel so lange eingerichtet, bis der Parallelstrahlquerschnitt scharf auf dem Schirm erscheint.

Im fokussierten Zustand blendet das Kügelchen, welches exakt und fernsteuerbar wieder in eine vorher bestimmte Position gefahren werden kann, das einfallende Licht vollständig ab, was gut registriert werden kann.

Mit dieser Methode konnte nachgewiesen werden, daß 80% der einfallenden Energie im $80\text{ }\mu\text{m}$ großen Fokusbereich konzentriert ist. Die vorhandene Justieranlage gestattet nicht nur die exakte Einstellung aller optischen Komponenten im arretierten Zustand, sondern auch leichte Positionsänderungen,

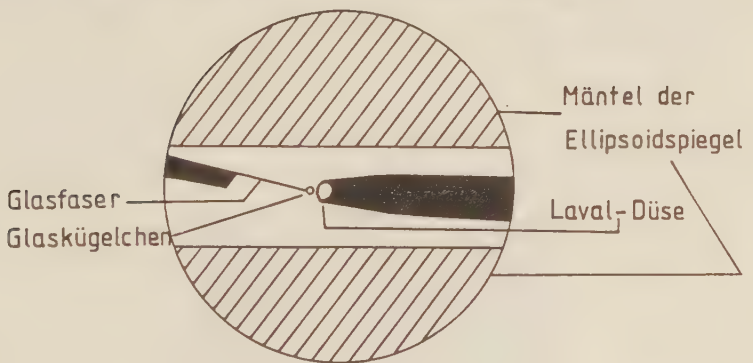
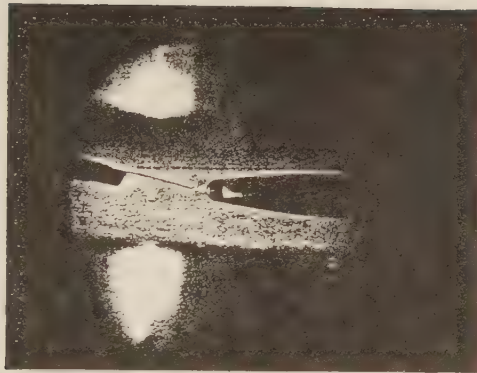


Abb. 4.11: Die 250 μm große Justierkugel vor der Laval-Düse.

wie sie beispielsweise beim Evakuieren auftreten, können durch Fernsteuerung wieder ausgeglichen werden.

4.4. CO₂-Laser und Strahlführung

Unser gepulster CO₂-Laser liefert die Energie zur Plasmaerzeugung und ist darüber hinaus im Rahmen der Energieabsorptionsmessung auch an der Diagnostik beteiligt. Bei dem von der Firma Lumonics bezogenen Laser handelt es sich um einen TEA-CO₂-Laser vom Typ 601 A. Das Lasergas fließt bei TEA-Lasern kontinuierlich unter Atmosphärendruck durch die Entladungskammer, es besteht aus einer Mischung von Stickstoff, Kohlendioxyd und Helium ($N_2 : CO_2 : He = 1 : 4 : 10$). Die Entladungsspannung von maximal 150 kV liefert eine dreistufige Marx-Bank. Um eine transiente Hochdruckglimmentladung ohne Bögen zu gewährleisten, erfolgt 2 μ s vor der Entladung eine UV-Vorionisierung.

Bei dem Resonator handelt es sich um eine instabile, konfokale Anordnung, auch als "Cassegrain" bezeichnet (Sie 71). Der gemeinsame Brennpunkt beider Spiegel liegt außerhalb des Resonators, siehe Abb. 4.12.

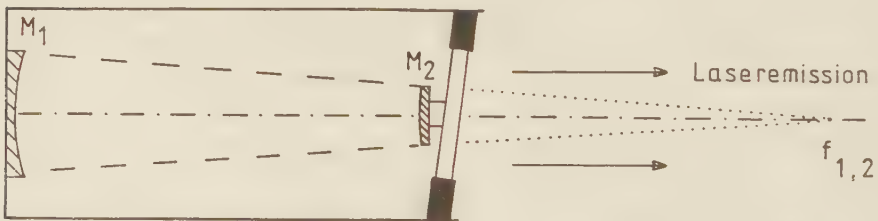


Abb. 4.12: Instabiler, konfokaler Resonator.

Die Brennweite des Spiegels M₁ beträgt 2,24 m, die von M₂ -1,12 m. Der Konkavspiegel M₁ hat 102 mm Durchmesser, der Konvexspiegel 44 mm.

Beide Spiegel haben ein Reflexionsvermögen von 100%. Typisch für Laser mit diesem instabilen Resonatortyp ist der ringförmige Emissionsquerschnitt. Das Leistungsmaximum dieses Lasertyps liegt bei etwa 400 MW.

Abb. 4.13 zeigt den zeitlichen Verlauf der Laseremission. Der Laser emittiert acht bis zehn Einzelpulse, deren mittlere Länge (FWHM) bei etwa drei bis vier ns liegt. Der Laser zeigt bei jeder Emission unterschiedliche Modenstrukturen. Bedingt durch die Überlagerung mehrerer anschwingender Transversalmoden enthält die Laseremission einen mehr oder weniger stark ausgeprägten quasikontinuierlichen Untergrund.

Um über die Qualität der einzelnen Laserschüsse urteilen zu

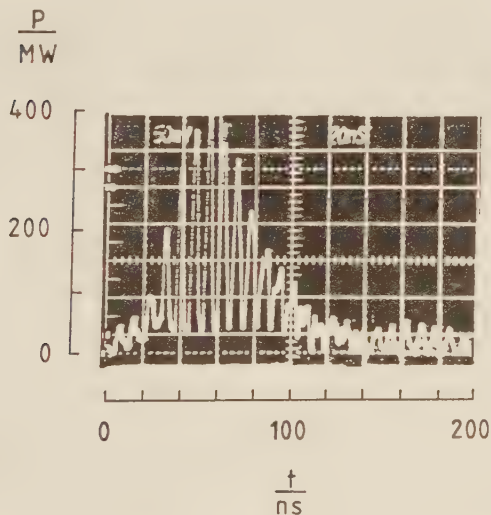


Abb. 4.13: Zeitlicher Verlauf der Laseremission bei einem gut durchmodulierten Pulszug.

können, wird der Modulationsgrad μ eingeführt. Bei den leistungsstärksten Einzelpulsen wird die Laserleistung im Maximum und im Minimum (Untergrund) gemessen und μ gebildet.

$$\mu = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$$

Bei gut durchmodulierten Laserpulsen, wie z.B. der in Abb. 4.13 erreicht μ bei unserem frei anschwingenden Laser einen Wert von $\mu \geq 5$.

Um die im vorigen Abschnitt geforderte Beugungsverteilung im Fernfeld zu erhalten, wird zunächst der Laserstrahlquerschnitt verkleinert. Anschließend durchläuft der Strahl eine von vier planen Umlenkspiegeln vorgegebene 30 m lange Wegstrecke. Diese große Distanz stellt hohe Anforderungen sowohl an die optische Qualität der planen Umlenkspiegel als auch an die Justierung. Die Umlenkspiegel, die wegen der Strahlquerschnittsverkleinerung eine sehr hohe Bestrahlungsstärke verkraften müssen, bestehen aus Nickel und sind auf eine Genauigkeit von $\lambda/20$ bei $10,6 \mu\text{m}$ poliert.

4.5. Das Interferometer

Zur Messung der Elektronendichte und der Plasmaausdehnung wurde ein Keilplatten-Interferometer im Jamin-Aufbau errichtet, das den Besonderheiten bei lasererzeugten Plasmen gerecht wird:

- Kleine räumliche Ausdehnung.
- Hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit der Plasmafront.

- Kurze Lebensdauer.

- Große Dichte.

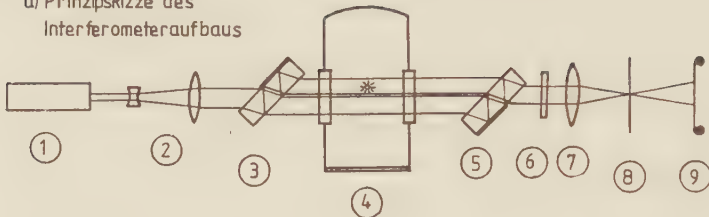
Als Lichtquelle dient ein Stickstofflaser VSL-337 der Firma Laser Science Inc., der einen 3 ns (FWHM) langen Einzelpuls emittiert. Leider verursachte die serienmäßige Triggereinrichtung einen viel zu großen Jitter (statistische Schwankung des Emissionszeitpunkts) von bis zu 300 ns und mußte durch eine Eigenkonstruktion ersetzt werden. Damit konnte der Jitter auf 1/20 des ursprünglichen Wertes reduziert werden. Grundsätzlich lassen sich solche Synchronisationsprobleme vermeiden, wenn man zur Plasmaerzeugung und zur Interferometerbestrahlung den gleichen Laser benutzt (Lac 82), wobei man sich allerdings andere Schwierigkeiten einhandelt (Att 74).

Der Stickstofflaser, der UV-Licht der Wellenlänge $\lambda = 337 \text{ nm}$ emittiert, eignet sich besonders zur Interferometrie dichter Plasmen, da hier noch Elektronendichten bis 10^{22} cm^{-3} (kritische Dichte) zugänglich sind und das kurzwellige Licht die durch das Plasma verursachte Verbiegung der Interferenzstreifen klein hält (Sch 75b).

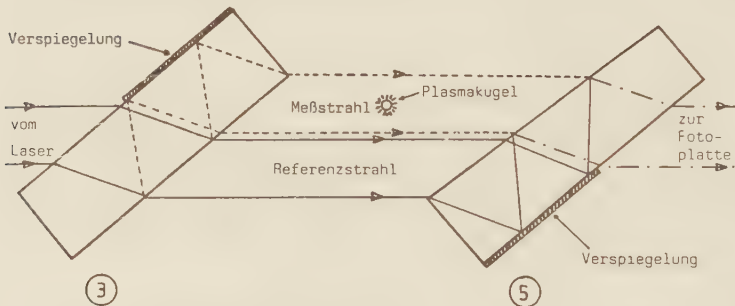
Ein wichtiger Parameter für die Lichtquelle eines Interferometers ist die Kohärenzlänge der emittierten Strahlung. Hier schneidet der Stickstofflaser im Vergleich zu dem im Abschnitt 4.1 verwendeten He-Ne-Laser recht schlecht ab. Die optische Weglängendifferenz zwischen Meß- und Referenzstrahl muß klein gehalten werden, bei diesem Interferometertyp nach unseren Erfahrungen $< 1 \text{ mm}$. Um dieser Eigenschaft Rechnung zu tragen, wurde vor der die Interferenzstreifen erzeugende Keilplatte noch eine Planplatte angebracht, siehe Abb. 4.14. Diese Plattenkombination sorgt für die gleiche optische Weglänge der beiden Strahlbündel bis auf eine Toleranz von etwa $10 \text{ }\mu\text{m}$.

Interferometer

a) Prinzipskizze des
Interferometeraufbaus



b) Strahlengang im Interferometer



Die oben aufgeführten Zahlen bezeichnen:

- 1 : Stickstofflaser
- 2 : Fernrohr
- 3 : Planplatte
- 4 : Plasmagefäß mit optischen Fenstern
- 5 : Keilplatte
- 6 : Neutralglasfilter
- 7 : Linse
- 8 : Blende (Raumfilter)
- 9 : Fotoplatte

Abb 4.14: Aufbau und Strahlengang des Keilplatten-Interferometers im Jamin-Aufbau (nach Que 87).

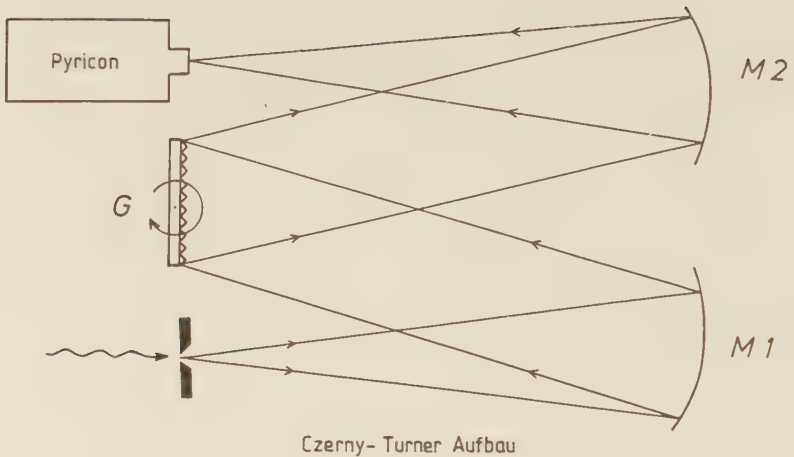
Bei der Keilplatte ist zu beachten, daß sie für das zu untersuchende Plasma richtig ausgelegt ist, d.h. die durch die Plasmadichte verursachten Streifenverbiegungen und die Streifendichte - letztere wird wesentlich vom Keilwinkel bestimmt - müssen aufeinander abgestimmt werden. Für unsere Messungen erwies sich ein Keilwinkel von 65° als optimal.

Der Aufbau und der Strahlengang des Interferometers sind in Abb. 4.14 aufgezeichnet. Zur Herstellung der Fotos, genauer gesagt der Interferogramme, wurde der Polaroidfilm 667 verwendet. Glücklicherweise konnte dieser gängige Film eingesetzt werden, denn hinsichtlich UV-Durchlässigkeit, Empfindlichkeit, Auflösung und Graustufung erfüllte er unsere Forderungen.

4.6. Der Infrarot-Spektralanalysator (IRSA)

Der Infrarot-Spektralanalysator besteht aus einem Czerny-Turner Spektrographen und einer Pyricon-Kamera. Die zu analysierende Strahlung wird auf den Eintrittsspalt fokussiert und fällt anschließend auf einen Parabolspiegel, der das Gitter (150 Linien/mm, Blazewellenlänge $8\text{ }\mu\text{m}$) mit einem Parallelstrahl ausleuchtet. Das gebeugte Parallelstrahlbündel wird von einem zweiten Spiegel (gleiche Parameter wie der erste Spiegel) in die Austrittsebene fokussiert, wo sich das Target der Pyricon-Kamera befindet. Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge wird an verschiedene Orte auf das Kameratarget fokussiert. In Abb. 4.15 ist der Spektralanalysator schematisch dargestellt, nähere Angaben über den Czerny-Turner Aufbau findet man in der Literatur (Sam 67).

Die Infrarot-Kamera der Firma Hamamatsu HTV mit einem Thomson-CSF Pyricon dient zur orts aufgelösten (und damit



IRSA

Abb. 4.15: Schematische Darstellung des Infrarot-Spektral-analysators. M1 und M2 sind Parabolspiegel, G bezeichnet ein drehbar gelagertes Gitter.

spektralen) Energiemessung. Das Pyricontarget hat einen Durchmesser von 16 mm, die vom Hersteller angegebene Auflösungsgrenze liegt bei fünf Linienpaaren pro mm. Ein einfallendes Signal ändert die Anfangstemperaturverteilung auf dem Target. Der pyroelektrische Effekt bewirkt eine den lokalen Temperaturdifferenzen entsprechende Verschiebung von Polarisationsladungen. Damit verbundene Potentialverteilungen tastet ein Elektronenstrahl ab. Die so produzierten Signale werden in einen digitalen Bildspeicher übertragen.

Der Bildspeicher ist über ein DMA-Interface an einen Rechner (PDP 11/23) gekoppelt, der die Auswertung der Spektren übernimmt (Mül 87). Die Kalibrierung des Polychromators wird in Abschnitt 5.5 beschrieben.

4.7. Zeitauflösende Infrarot-Detektoren

Die Detektoren basieren auf unterschiedlichen Funktionsprinzipien:

- Photon-Drag Detektor: Der zum Meßzweck ausgenutzte physikalische Effekt ist die Impulsübertragung eintreffender Photonen an die freien Ladungsträger eines dotierten Halbleiters (Germanium). Dies führt zu kurzfristigen Inhomogenitäten in der Ladungsverteilung, damit verbunden ist ein Spannungsaufbau an den Kontakten. Eine detaillierte Beschreibung findet man bei Gib 70.
- Pyroelektrischer Detektor: Die Empfangskörper dieser Detektoren sind gewöhnlich ferroelektrische Kristalle oder Keramiken, die infolge ihres Kristallaufbaus einen Dipolcharakter und damit eine permanente elektrische Polarisation aufweisen. Eine Erwärmung des Kristalls führt zu einer Ausdehnung und damit zu einer Veränderung der Polarisation, welche bequem gemessen werden kann, indem man den Kristall einfach als Dielektrikum eines Kondensators benutzt (Kun 86).

Zur zeitaufgelösten Registrierung der Infrarot-Strahlung bei unserem Experiment wurden ein Photon-Drag Detektor und zwei pyroelektrische Detektoren eingesetzt. Hohe Empfindlichkeit und kurze Anstiegszeit zeichnen die pyroelektrischen Detektoren aus, aber nachteilig ist, daß sie leicht beschädigt

werden können und kleine Detektorflächen aufweisen. Die Photon-Drag Detektoren haben keine so kurze Anstiegszeit, sind dafür aber größer und stärker belastbar. In der Tabelle 4.1 sind die technischen Daten der verwendeten Detektoren aufgeführt.

Die Signale dieser leistungsmessenden Detektoren werden auf einem Oszillographen mit kurzer Anstiegszeit (Tektronix, Modell 7104, Eigenanstiegszeit 300 ps) registriert.

Prinzip	Photon-Drag	Pyroelektrisch	
Hersteller	Rofin-Sinar	Pulse Systems	
Bezeichnung	PD 200	UF 1	Spezialanfertigung
Eigenanstiegszeit	400 ps	50 ps	100 ps
Empfindlichkeit bei 10,6 μm	200 mV/MW	5 V/MW	4 V/MW
Empfindliche Fläche	16 mm ²	1 mm ²	9 mm ²

Tab. 4.1: Technische Daten der zeitauflösenden Infrarot-Detektoren.

5. Meßverfahren und Ergebnisse

5.1. Voruntersuchungen am Plasma

Um einen ersten Eindruck über die räumliche Struktur zu gewinnen, wurde ein Wasserstoffplasma erzeugt und fotografiert. Die Blende der Kamera war während der gesamten Plasmalebensdauer geöffnet, die Regelung der Belichtung erfolgte mit Neutralglasfiltern. Die Abb. 5.1 zeigt die Plasmakugelausdehnung bei voller Belichtungszeit. Auf der rechten Seite des Fotos deutet sich noch ein Plasmaschweif an, dessen Konturen aber nur mit dem Interferometer bestimmt werden können.



Abb. 5.1: Das rechte Bild zeigt den kugelförmigen Hochdichtebereich des Plasmas, links wird zum Größenvergleich das Endstück des Düsenmantels (1,8 mm) gezeigt. Beide Aufnahmen wurden durch ein 30-fach vergrößertes Fernrohr aufgenommen.

Einen ersten Eindruck über den zeitlichen Verlauf der Plasmadichte und der Lebensdauer ergab die Messung der vom Plasma emittierten Bremsstrahlung. Das von einem Fotomultiplier des Typs 1P 28 kommende und von einem Oszillographen (Tektronix 7104) dargestellte Signal ist in Bild 5.2 festgehalten.

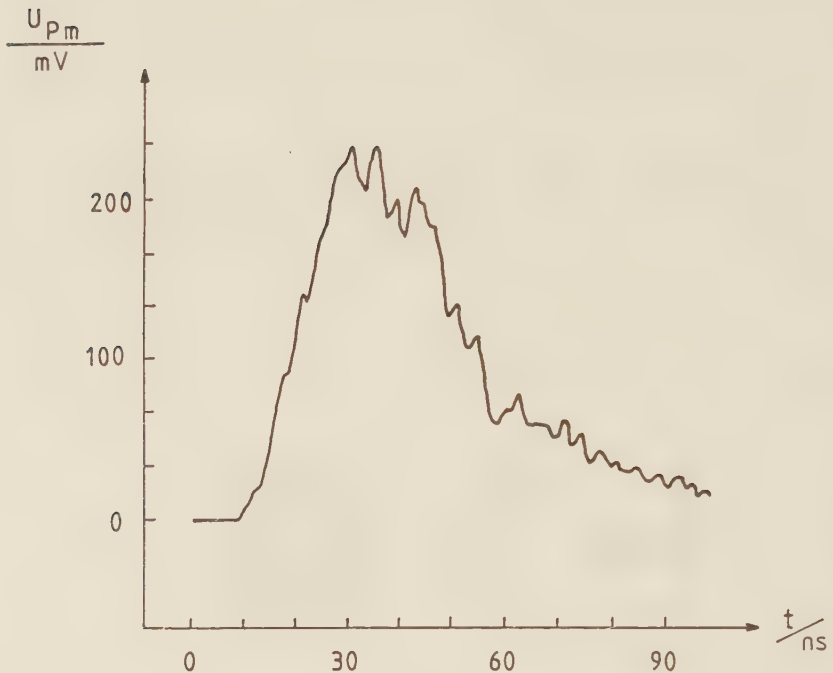


Abb. 5.2: Der zeitliche Verlauf der Bremsstrahlung beim lasererzeugten Plasma. Die Anstiegszeit des Meßsystems betrug 2,5 ns.

Ein vor dem Fotovervielfacher angebrachtes Interferenzfilter mit einem Wellenlängenfenster von (694 ± 10) nm absorbiert die Linienstrahlung und sorgt außerdem dafür, daß nicht zu viel Licht auf die Fotokathode gelangt, da sonst viele freigesetzte Elektronen hohe Ströme und damit Raumladungen induzieren, die eine Nichtlinearität zwischen Signal und ein-

fallendem Licht hervorrufen. Aus der Abb. 5.2 mißt man eine 15 ns lange Anstiegszeit des vom Plasma emittierten Lichtpulses und eine 30 ns lange Halbwertsdauer.

5.2. Messung der räumlich und zeitlich aufgelösten Elektronendichte

Zur Diagnose der Elektronendichte am sphärischen Plasma fiel die Wahl auf die Interferometrie, da bei dieser Methode ein wichtiger Parameter der thermisch induzierten Druckwelle, die Plasmafrontausbreitung, als Nebenprodukt gleich mit anfällt.

Der Grundgedanke bei der Interferometrie liegt im Messen von Phasenverschiebungen. Eine Lichtwelle erfährt bei der Ausbreitung im Plasma im Vergleich zu der sich im Vakuum ausbreitenden Welle eine bestimmte Phasenverschiebung. Die Größe dieser Phasenverschiebung wird durch die Plasmadichte bestimmt, da das Plasma im optischen Bereich ein Dielektrikum mit dem Brechungsindex

$$N = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \quad (5.1)$$

darstellt, ω_{pe} bezeichnet die Elektronenplasmafrequenz. Mit

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}\right)^{1/2} \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

und mit der Bedingung $\omega_{pe} \ll \omega$ ergibt sich nach Einsetzen der physikalischen Konstanten:

$$N = 1 - k_1 n_e \lambda^2 \quad k_1 = 4,46 \cdot 10^{-14} \text{ cm} \quad (5.2)$$

Wie man aus der Gleichung 5.2 sofort sieht, ist der Brechungsindex für ein Plasma kleiner als eins.

Nun ist bei einem Gasstrahltarget das Plasma von einer Neutralgashülle umgeben (die Hüllendicke ändert sich im Laufe der Zeit, sie ist kurz nach dem Gasdurchbruch am größten). Es muß abgeschätzt werden, welchen Einfluß das neutrale Gas am gesamten Brechungsindex des Systems von Gashülle und Plasma hat. Betrachtet man die Plasmakugel mit Neutralgas-hülle, so gilt für den Brechungsindex:

$$N - 1 = (N - 1)_e + (N - 1)_N \quad (5.3)$$

Für ein Wasserstoffplasma nimmt diese Beziehung folgende Form an (Dus 73):

$$N - 1 = -k_1 n_e \lambda^2 + (5,1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 + \frac{3,8 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^5}{\lambda^2}) n_N \quad (5.4)$$

Diese Gleichung zeigt, daß die Beiträge der Elektronen und Neutralatome verschiedene Vorzeichen haben. Zur Abschätzung des relativen Beitrages dieser Komponenten wird für λ die Wellenlänge des Stickstofflasers (337,1 nm) eingesetzt:

$$(N - 1)_e = -5,07 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3 n_e$$

$$(N - 1)_N = 0,54 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3 n_N$$

Ein Atom trägt also wesentlich weniger zum resultierenden

Brechungsindex bei als ein Elektron, gleiche Dichten vorausgesetzt. Es muß noch berücksichtigt werden, daß das voll-ionisierte Plasma genau auf der Gasstrahlachse gezündet wird, also an der Stelle, wo die Teilchenkonzentration am größten ist (siehe Abb. 4.3). Es gilt also $n_e > n_N$. Das Dichteverhältnis verläuft so zugunsten der Elektronen, was deren Beitrag zum Brechungsindex noch verstärkt.

Nimmt man die Dimension unseres Gasstrahls und den von der Zeit abhängigen Plasmaradius mit in das Kalkül, so ergibt sich im ungünstigsten Fall beim ersten Meßpunkt 5 ns nach dem Gasdurchbruch, daß die Neutralgaskomponente den überwiegend von der Elektronenkomponente bestimmten Brechungsindex um maximal 10% reduziert. Schon 20 ns nach dem Gasdurchbruch ist der Einfluß des Neutralgases vollkommen vernachlässigbar. Der eng begrenzte Gasstrahl unserer Laval-Minidüse bewahrt uns so vor Fehlinterpretationen.

Wenn der Fall schwieriger wird, wie beim Vorliegen eines großen Neutralgasanteils, müssen n_e und n_N separat bestimmt werden. Dazu wird ein Interferometer synchron mit zwei Lichtstrahlen betrieben, die eine unterschiedliche Wellenlänge aufweisen (Ric 73).

Nach diesem Einschub über die Auswirkung der Neutralgashülle sollen wieder die Phasenverschiebungen betrachtet werden. Die Phasenverschiebung $d\varphi$ bezogen auf zwei Interferenzstreifen beträgt nach dem Durchlaufen eines Wegelements dl :

$$\frac{d\varphi}{2\pi} = \frac{dl}{\lambda} (1-N) \quad (5.5)$$

φ ist der Phasenwinkel. Bringt man in den Strahlengang eines Interferometers ein Plasma ein, so verschiebt sich ein Interferenzstreifensystem um die Größe dS :

$$dS = \frac{dl}{\lambda} D (1 - N) \quad (5.6)$$

wobei D der Abstand zweier Maxima im Interferogramm ist.

Bei dem ausgedehnten sphärischen Plasma geben die gemessenen Streifenverschiebungen Aufschluß über die Dichteverhältnisse im ganzen Querschnitt der Plasmakugel. Die aufgenommenen Signale sind also die Ergebnisse einer räumlichen Integration. Aus den betrachteten Streifenverschiebungen muß nun die räumliche Dichteverteilung berechnet werden. Ausgangspunkt der Berechnung ist eine Fredholm'sche Integralgleichung erster Ordnung (Mag 77):

$$H(y,z) = \int_{x_1(y,z)}^{x_2(y,z)} n_e(x,y,z) dx \quad (5.7)$$

$H(y,z) = \frac{S(y,z)}{k_1 \lambda}$ ist die gemessene Streifenverschiebung S

dividiert durch $k_1 \lambda$, $x_{1,2}(y,z)$ beschreibt die Grenze der Plasmakugel.

Es ist nicht möglich, die Gleichung 5.7 für eine willkürliche Plasmakonfiguration zu lösen. In Spezialfällen, wie beim sphärischen Plasma (siehe Bild 5.3) gilt mit der Substitution $x = (r^2 - y^2 - z^2)^{1/2}$:

$$H(y,z) = H(\sqrt{y^2 + z^2}) = 2 \int_{(\sqrt{y^2 + z^2})^{1/2}}^{r_0} \frac{n_e(r) dr}{(r^2 - z^2 - y^2)^{1/2}} \quad (5.8)$$

(r_0 siehe Abb. 5.4). Für die Bestimmung der Funktion $n_e(r)$ eines sphärischen Plasmas ist es aus Symmetriegründen ausreichend, die Funktion $H(\sqrt{y^2 + z^2})$ für $y = 0$ zu kennen.

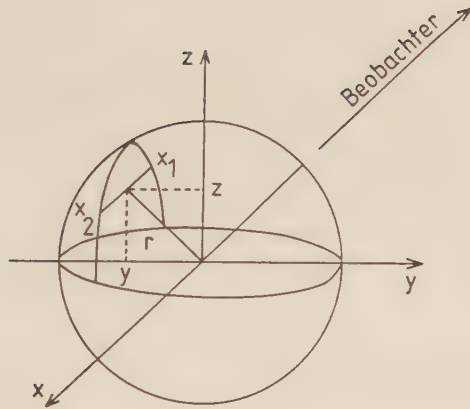


Abb. 5.3: Die Anordnung eines Signals beim sphärischen Plasma. Die x-Achse gibt die Beobachtungsrichtung an.

Dann reduziert sich die Gleichung 5.8 auf eine von der Zylindergeometrie her bekannte Form (Bild 5.4):

$$H(z) = 2 \int_0^{r_0} \frac{n_e(r) r dr}{(r^2 - z^2)^{1/2}} \quad (5.9)$$

Mit Hilfe der Abel'schen Transformation wird aus Gleichung 5.9:

$$n_e(r) = - \frac{1}{\pi} \int_0^{r_0} \frac{H(z) dz}{(z^2 - r^2)^{1/2}} \quad (5.10)$$

Eine numerische Lösung dieser Transformation ist von

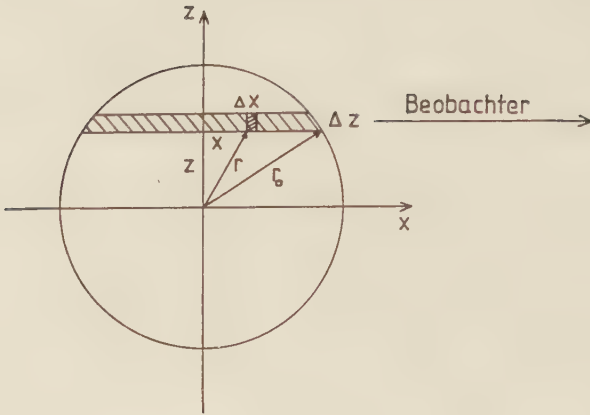


Abb. 5.4: Beobachtungsrichtung bei einem Zylinder-Plasma. Die Symmetrieachse ist die y-Achse, welche senkrecht zur Papierebene verläuft.

Bockasten (Boc 61) berechnet worden. Die Meßgröße H wird hierbei in i Segmente aufgeteilt, die äquidistante z -Werte aufweisen. Den Größen H_i sind eine gleiche Anzahl von Werten $n_{e j}$ zugeordnet, die jeweils zu den Radien

$$r_j = \frac{j r_0}{n} \quad (j = 0, 1, 2, \dots, n-1)$$

gehören. So reduziert sich Gleichung 5.10 auf die einfache Formel:

$$n_{e j} = \frac{1}{r_0} \sum_i a_{ij} H_i \quad (5.11)$$

Die Koeffizienten a_{ij} sind bei Boc 61 tabellarisch aufgeführt.

Ein typisches Interferogramm eines Wasserstoffplasmas ist in Abb. 5.5 zu sehen. Um die Verschiebung der Interferenzstreifen durch das Plasma zu verdeutlichen, werden zwei Fotos gegenübergestellt. Das linke Foto zeigt die ungestörten Interferenzstreifen beim Vakuum. Der Streifenabstand im Originalinterferogramm beträgt 0,28 mm. Rechts ist die Streifenverschiebung bei Anwesenheit eines Wasserstoffplasmas zu sehen, die Aufnahme erfolgte rund 20 ns nach dem Gasdurchbruch. Leider tritt durch zusätzliche, ungewollte Interferenzeffekte eine ungleichmäßige Schwärzung im Bildfeld des Fotos auf.

Zur Auswertung wurden die Bilder auf einem Projektionstisch vergrößert und mit einem Skalenmikroskop ausgemessen.

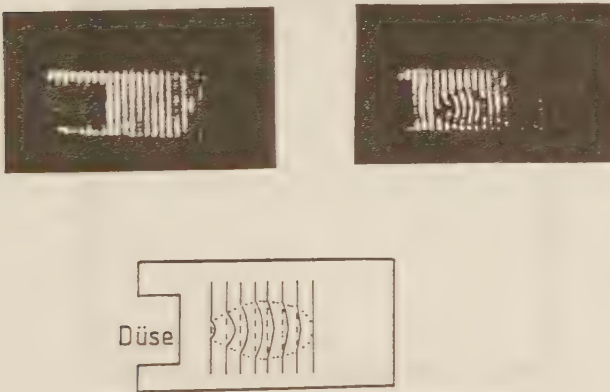


Abb. 5.5: Interferogramme. Das Foto oben links zeigt die ungestörten Interferenzstreifen beim Vakuum, oben rechts ist ein Interferogramm des Wasserstoffplasmas zu sehen. Die Zeichnung unten zeigt deutlich die Verschiebung der Interferenzstreifen.

Um über das zeitliche Verhalten der Elektronendichte des Plasmas eine Aussage machen zu können, mußte eine Monitoranlage gebaut werden, die eine zeitliche Zuordnung ermöglicht. Hierzu wird der Fotokathode eines 1P 28 Multipliers sowohl die Bremsstrahlung als auch das Pulssignal des Stickstofflasers zugeleitet. Die Bremsstrahlung fällt durch eine 25 mm^2 große Blendenöffnung auf ein Interferenzfilter und Licht im Wellenlängenbereich $(694 \pm 10) \text{ nm}$ gelangt zur Kathode. Ein Teil der vom Stickstofflaser emittierten Strahlung - hier wird die Reflexion am Objektiv des Interferometerfernrohrs ausgenutzt (siehe Abb. 4.13) - gelangt über einen Lichtleiter auf die Fotokathode. Ein Signal der Monitoranlage zeigt Abb. 5.6.



Abb. 5.6: Signal der Monitoranlage. Die Skala auf der Zeitachse (Abszisse) beträgt 10 ns pro Einteilung.

Die optischen Weglängen beider Zweige waren abgestimmt, und so konnte eindeutig und fehlerfrei zugeordnet werden, welches Zeitintervall von der Entstehungsphase des Plasmas (Gasdurchbruch) bis zum Eintreffen des N_2 -Laserpulses (Belichten des Interferogramms) vergeht. Ein Jitter zwischen den beiden Signalen kann bei dieser Anordnung nicht auftreten.

Die mit dem Interferometer gemessenen Elektronendichten als Funktion der Zeit und der Ortskoordinaten sollen nun vorgestellt werden. In Abb. 5.7 ist die zeitliche Entwicklung der räumlich gemittelten Elektronendichte aufgetragen. Bei den Messungen betrug der Gasdruck im Reservoir der Laval-Düse fünf bar. Maximale Dichten von etwa $9 \cdot 10^{18}$ Elektronen pro cm^3 wurden unmittelbar nach der Plasmaerzeugung gemessen, 70 ns später war die Dichte auf weniger als $3 \cdot 10^{17}$ Elektronen cm^{-3} abgesunken.

Da wir von einem vollionisierten Plasma ausgehen - diese Annahme stützt sich auf die Plasmatemperaturmessung - muß die Teilchenzahl der Elektronen im betrachteten Volumen so groß sein, wie die Zahl der Gasatome im nichtionisierten Gasstrahl. Die Neutralgasdichte kann mit Hilfe des Gasdrucks im Vorratsbehälter der Düse variiert werden, maximal darf das triggerbare Ventil mit acht bar belastet werden. In einer Versuchsreihe wurden die Elektronendichten bei einem Reservoirdruck von 8 bar (Index I), 5 bar (Index II) und 2 bar (Index III) gemessen, das Resultat ist in Abb. 5.8 zu sehen. Der Zusammenhang zwischen Neutralgas- und Elektronendichte ist direkt proportional. Die Plasmadichte folgt direkt aus der atomaren Dichte. Das zeigt, daß ein vollionisiertes Wasserstoffplasma vorliegt und daß sich die Elektronendichte bei einem Gasstrahltargetplasma über weite Bereiche variieren läßt.

In Abb. 5.9 a,b,c ist die räumliche Elektronendichteverteilung zu verschiedenen Zeiten nach dem Gasdurchbruch dargestellt. Als Koordinaten werden $r_{||}$ und $r_{\perp}$ eingeführt, $r_{||}$ gibt

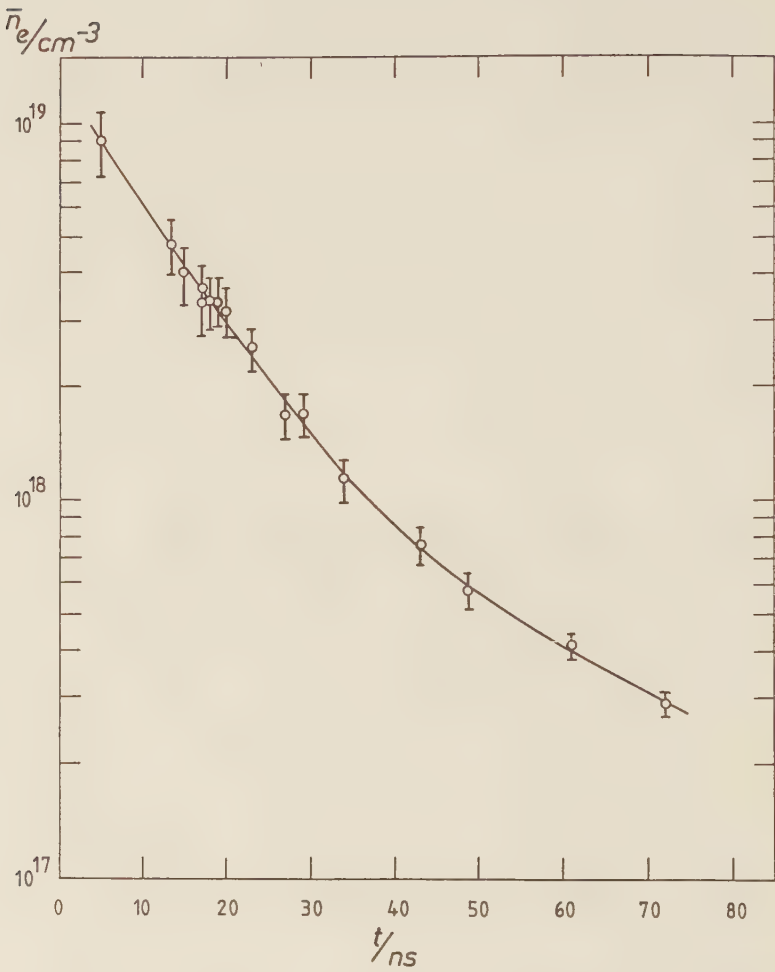


Abb. 5.7: Räumlich gemittelte Elektronendichte des Laserplasmas als Funktion der Zeit. Gemittelt wurde über das Volumen der Plasmakugel.

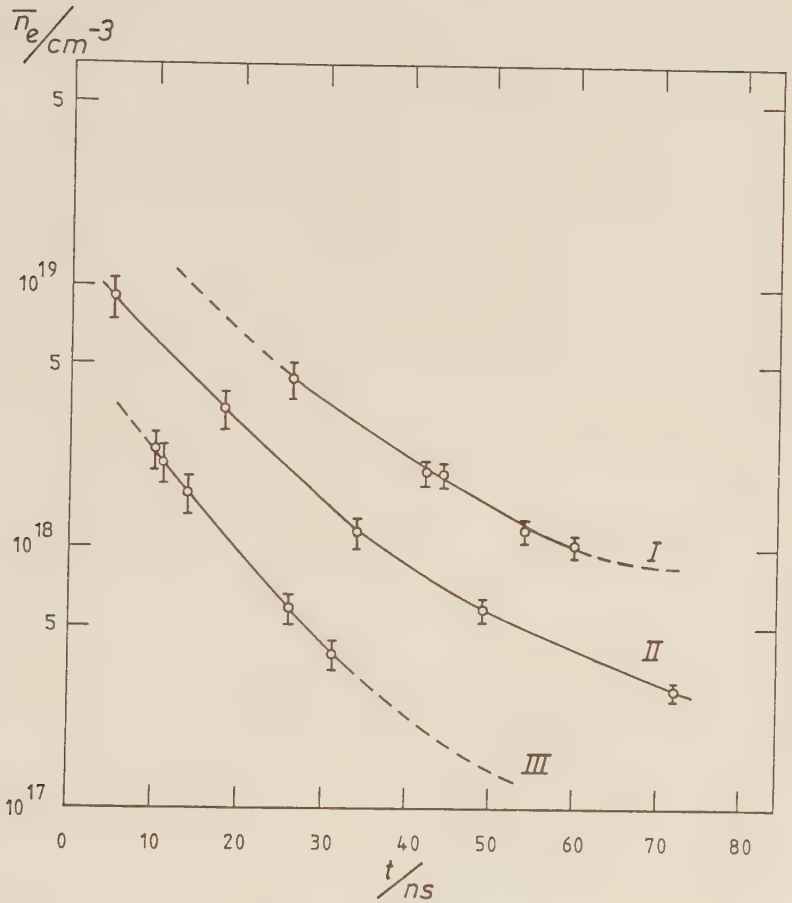


Abb. 5.8: Räumlich gemittelte Elektronendichte als Funktion der Zeit. Extrapolierte Bereiche sind gestrichelt dargestellt. Bei diesen Messungen wurde die Dichte im Gasstrahl mit Hilfe des Gasdrucks im Reservoir der Laval-Düse variiert. Die Druckwerte bei I, II und III: acht, fünf und zwei bar.

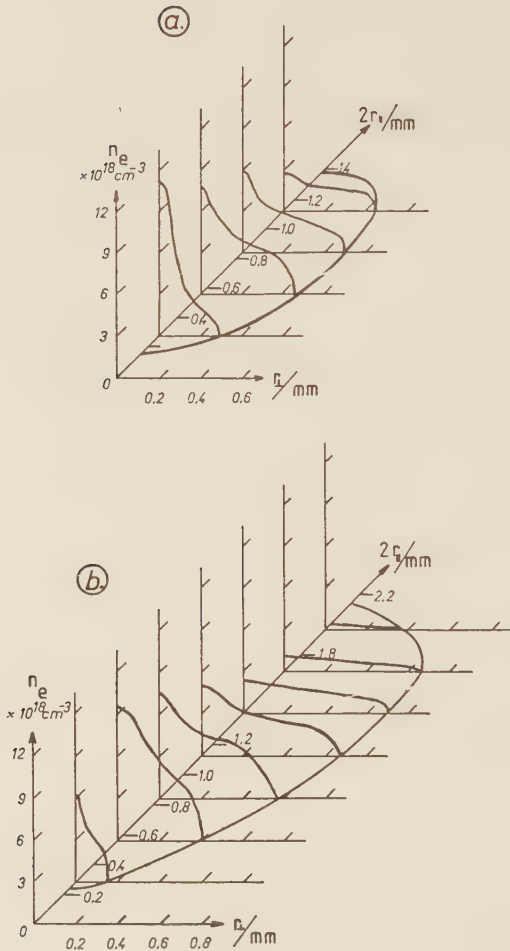


Abb. 5.9 a,b: Räumliche Darstellung der Elektronendichte bei
a: 15 ns und b: 20 ns nach dem Laserdurchbruch.
 $r_{\perp}$ gibt die Ausströmrichtung der Düse an. Aus
Übersichtsgründen wurden die Fehlerbalken nicht
eingezeichnet. Der relative Fehler beträgt etwa
20%.

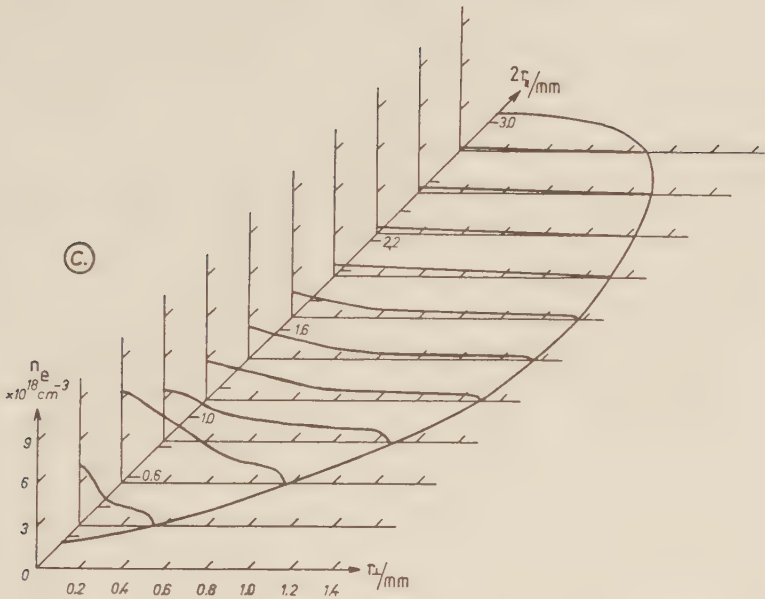


Abb. 5.9 c: Räumliche Darstellung der Elektronendichte 34 ns nach dem Laserdurchbruch. $r_{\parallel}$ gibt die Ausströmrichtung der Düse an. Der relative Fehler beträgt etwa 20%.

die Ausströmrichtung der Düse an (entspricht h in der Abb. 4.3). Die Abweichung des Gasstrahls von der Kugelsymmetrie diktiert eine Darstellung mit $r_{\parallel}$ und $r_{\perp}$. Während die Elektronenverteilung eine Symmetrie in Bezug auf $r_{\perp}$ aufweist (die Abweichungen sind so klein, daß die negative $r_{\perp}$ -Achse aus Übersichtsgründen nicht mehr dargestellt wird), zeigt die Elektronendichte entlang der $r_{\parallel}$ -Richtung eine Unsymmetrie. Es ist daher notwendig, den gesamten Plasmadurch-

messer auf der $r_{||}$ -Achse aufzuführen (daher $2r_{||}$).

Die Zeichnungen vermitteln so den Eindruck, als hätten wir es mit einem zigarrenförmigen Plasma zu tun. Das trifft aber nicht zu. Sieht man von dem dünnen Plasmaschweif ab, der sich bedingt durch die Dichteverteilung des Gasstrahls in $r_{||}$ -Richtung erstreckt, so ist der Bereich hoher Elektronenkonzentration doch kugelhähnlich, wie die in Abb. 5.9 d,e eingetragenen Linien gleicher Elektronendichte zeigen.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch einmal kurz auf die Interferometrie eingegangen werden. Da die Streifenverschiebung beim Interferometer proportional zur Elektronendichte als auch proportional zur Plasmaausdehnung ist (Gleichung 5.5), eignet sich dieses Instrument vorzüglich zum Ausmessen des eng begrenzten Hochdichtebereichs wie auch des ausge dehnten, mit kleiner Elektronendichte versehenen Plasma- schweifs. Beide Plasmakomponenten liefern gut auszumessende

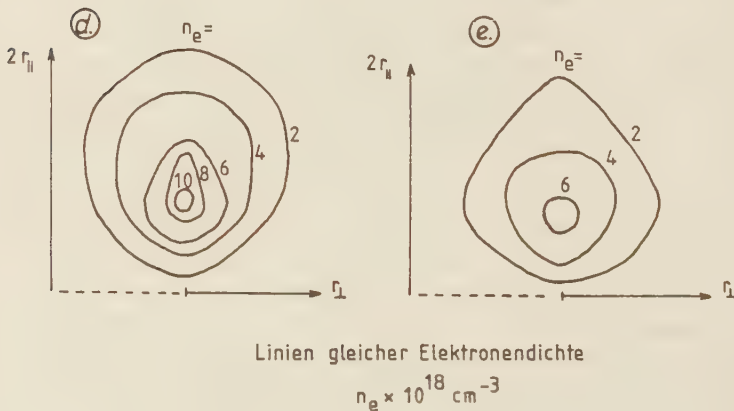


Abb. 5.9 d,e: Linien gleicher Elektronendichte 20 ns (d) und 34 ns (e) nach dem Laserdurchbruch.

Streifenverschiebungen und gestatten Dichtemessungen im Bereich von 10^{17} bis 10^{19} Elektronen cm^{-3} .

5.3. Bestimmung der Plasmafrontgeschwindigkeit

Die zeitaufgelöste Interferometrie erfaßt auch die Plasmafrontausbreitung. Die Grenze zwischen Plasma- und Neutralgaszustand ist auf den Interferogrammen gut zu erkennen, siehe Abb. 5.5. Die im vorigen Abschnitt beschriebene Monitoranlage liefert den Aufnahmezeitpunkt. In Abb. 5.10 ist die zeitliche Änderung des gemittelten Plasmaradius dargestellt, die Ausdehnung der Plasmakugel konnte während ca. 70 ns verfolgt werden. Unmittelbar nach dem Laserdurchbruch breitet sich die Plasmafront mit knapp $4,5 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ aus, nach einer Zeit von wenig über 30 ns erfolgt ein deutlicher Abfall und am Ende der Beobachtungszeit sinkt die Geschwindigkeit auf rund 10^4 ms^{-1} ab.

Aus der logarithmischen Darstellung im Bild 5.11 wird erkennbar, daß die Kurve zwei Abschnitte mit unterschiedlicher Steigung aufweist. Im ersten Intervall wächst der Plasmaradius mit:

$$r \sim t^{0,8}$$

Im letzten Intervall expandiert das Plasma nur noch mit:

$$r \sim t^{0,4}$$

Der Schnittpunkt beider Anstiegsgeraden, der auf der Zeitachse bei $(31 \pm 2) \text{ ns}$ liegt, ist der im Kapitel 2 beschriebene Chapman-Jouguet-Punkt. An diesem ausgezeichneten Punkt ist eine Temperaturbestimmung möglich, die im wesentlichen

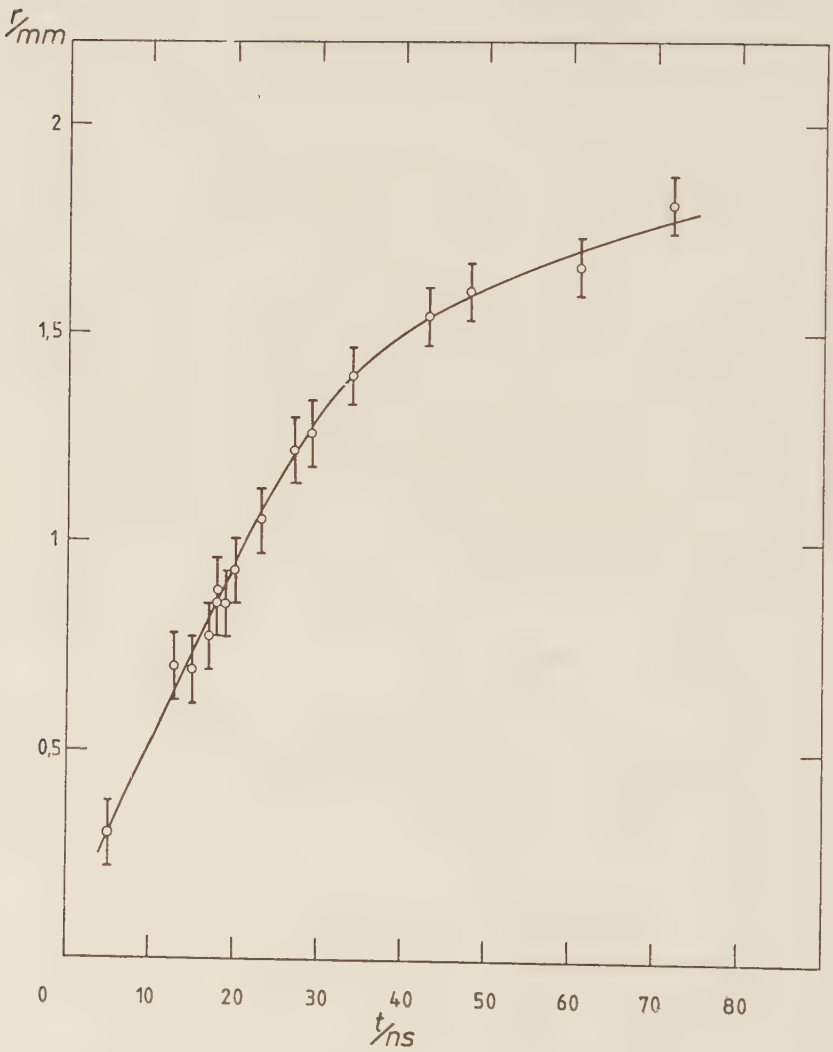


Abb. 5.10: Ausbreitung der Plasmafront. Dargestellt ist die zeitliche Änderung des über $r_{\parallel}$ und $r_{\perp}$ gemittelten Plasmaradius.

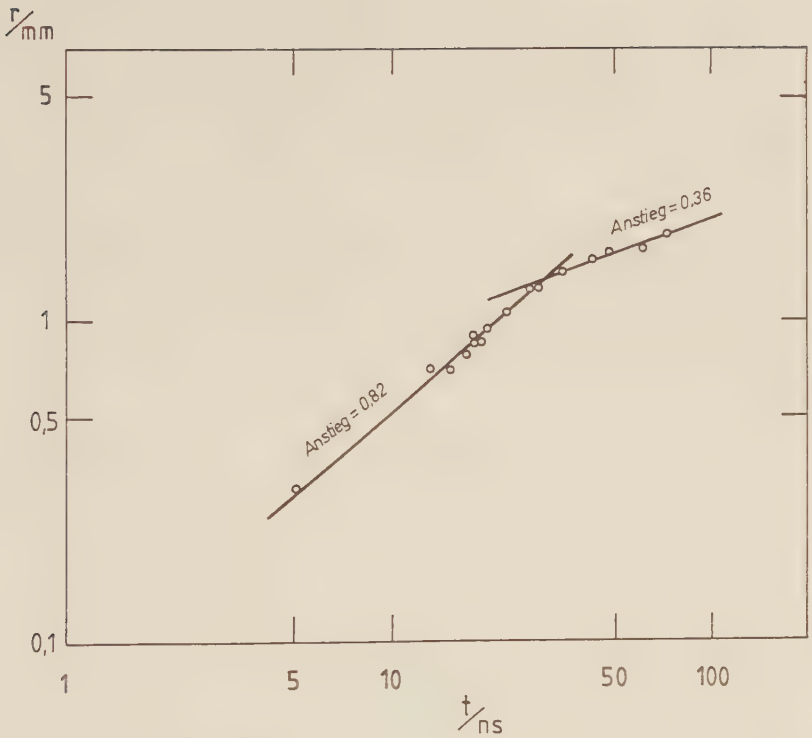


Abb. 5.11: Die $\log r - \log t$ Darstellung der Plasmafront zeigt eine Knickstelle im Anstieg. Der Knickpunkt charakterisiert eine Chapman-Jouguet-Detonation.

nur auf Parametern basiert, die die Kinematik der Plasmafront beschreiben. Nach Gleichung 2.8 gilt zum Zeitpunkt einer C-J-Detonation:

$$p = k_B (n_e T_e + n_i T_i) = \frac{\rho v_{CJ}^2}{g_f + 1} \quad (5.12)$$

wobei ρ , v_{CJ} und g_f die Neutralgasdichte, die Frontgeschwindigkeit am C-J-Punkt und den Enthalpiekoeffizienten bezeichnen.

Beim Wasserstoffplasma gilt $n_e = n_i$, n_e als Funktion der Zeit liegt in Abb. 5.7 vor. Der temperaturabhängige Enthalpiekoeffizient für Wasserstoff ist in Ahl 75 angegeben, unser Plasma ist mit einem g -Wert von etwa 1,6 charakterisiert. Einsetzen der Meßwerte in

$$(T_e + T_i) k_B = \frac{v_{CJ}^2 \rho}{(g_f + 1) n_e} \quad (5.13)$$

führt zu einem Temperaturwert von $(T_e + T_i) k_B = 72 \text{ eV}$. Die im nachfolgenden Abschnitt besprochene Ermittlung der zeit aufgelösten Elektronen- und Ionentemperatur zeigt, daß zum Zeitpunkt der C-J-Detonation die Elektronen und die Ionen fast die gleiche Temperatur haben, es gilt also $T_e \approx T_i$. Berücksichtigt man die Genauigkeit der Dichte- und Geschwindigkeitsmessung, so herrscht am C-J-Punkt die Plasmatemperatur:

$$k_B T_{e,i} = (36 \pm 8) \text{ eV}$$

Nach der C-J-Detonation erreicht die Expansionsgeschwindigkeit nicht mehr die Schallgeschwindigkeit von $2,5 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$, und die Stoßwelle überholt den Feuerball. Die Stoßwelle konnte aber im Zeitfenster von 70 ns nicht mehr beobachtet werden. Messungen mit einer Streak-Kamera (Dai 67) bestätigen, daß bei einer vergleichbaren Plasmafrontausbreitung die Stoßwelle erst nach 200 ns registriert werden

konnte (siehe auch Erläuterungen aus Kapitel 2).

Von großer Bedeutung ist die Frage nach dem Ionisationsmechanismus und dem Wärmetransport vom heißen Plasmakern zur umgebenden Gashülle. Mit Hilfe der Plasmafrontausbreitung kann die Frage geklärt werden, ob neben der Wärmeleitung auch die Strahlung eine nennenswerte Rolle spielt. Bei starker Bremsstrahlung sollte auch außerhalb des durch die Stoßfront begrenzten Volumens Ionisation stattfinden, denn die Strahlung eilt der Stoßfront voraus. Dieser Effekt wurde allerdings im Experiment nicht beobachtet. Demnach ist die thermische Ionisation der einzige relevante Prozeß. Unterstützt wird diese Aussage durch die Tatsache, daß nur etwa ein Promille der vom Plasma aufgenommenen Energie wieder als Bremsstrahlung abgegeben wird, siehe Abschnitt 5.4. Zusammenfassend läßt sich sagen: Der Feuerball expandiert nicht in eine durch Bremsstrahlung ionisierte Umgebung, sondern die Neutralgashülle wird erst durch Kontakt mit der sich ausbreitenden Plasmafront thermisch ionisiert.

Die Expansion der Plasmagrenze erlaubt auch eine Abschätzung der räumlichen Fokusausdehnung. Extrapoliert man die Kurve aus Abb. 5.10 nach rechts bis zum Zeitpunkt $t = 0$, so erhält man einen Durchbruchradius von etwa $80 \mu\text{m}$. Diese Abschätzung ist gewiß mit einem großen Fehler behaftet, bestätigt aber wenigstens die Größenordnung unseres angestrebten Maßes.

5.4. Ermittlung der zeitaufgelösten Elektronen- und Iontemperatur

Die zeitaufgelöste Messung der Summentemperatur beider Plasmakomponenten basiert auf einer Leistungsbilanz. Im allge-

meinen genießen solche Messungen kein großes Vertrauen, da oft weder die in das Plasma eingekoppelte Energie noch die Verlustmechanismen quantitativ erfaßt werden können. Dann werden häufig Abschätzungen herangezogen. Es sei hier ausdrücklich betont, daß sich diese Untersuchungen auf Meßwerte stützen. Daher geht der Status dieser Temperaturermittlung weit über den einer Abschätzung hinaus.

Die Leistungsbilanz stützt sich auf die Überlegungen einer in unserer Arbeitsgruppe entwickelten Simulationsrechnung, dem Heizprogramm (Gel 83, Han 83). Dieses Programm beschreibt die Wechselwirkung von Laserstrahlen mit einem ausgedehnten z-Pinch Plasma und erlaubt, die zeitliche Entwicklung verschiedener Plasmaparameter zu verfolgen. Zugrundegelegt ist dem Modell die Aufheizung durch inverse Bremsstrahlungsabsorption und die klassische Wärmeleitung als Verlustmechanismus.

Bei dem hier beschriebenen laserinduzierten Plasma läßt sich eine effektive Leistungsbilanz aufstellen. Das dieser Methode entgegengebrachte Vertrauen soll mit drei Argumenten begründet werden:

- (1) Die vom Plasma absorbierte Energie (zeitlicher Verlauf der Leistung) kann gemessen werden, daher entfallen Kalkulationen über Wirkungsgrad und Art des Absorptionsmechanismus (inverse Bremsstrahlungsabsorption, Resonanzabsorption).
- (2) Das Plasma liegt fast vakuumisoliert vor, was schwierig zu handhabende Verlustprozesse durch Energieübertrag an ein umgebendes Plasma ausschließt. Es muß lediglich der Anteil der im Target absorbierten Energie bestimmt werden, der für die Aufheizung der Plasmakomponenten verantwortlich ist.
- (3) Die aufzuheizende Teilchenmenge, d.h. die Anzahl der

Elektronen und Ionen sind durch die interferometrischen Messungen zu jedem Zeitpunkt bekannt. Zwangsläufig auftretende Dichteänderungen (auch solche, die von Teilchenabwanderungen verursacht werden) rufen somit keine Bilanzfehler hervor. So können auch längere Einwirkungszeiten des Lasers hingenommen werden.

Die vom Laser im Target deponierte Energie gliedert sich in thermische Energie, Dissoziations- und Ionisationsenergie, der Ausdehnungsarbeit des Plasmas und der Bremsstrahlungsenergie. Für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma gelten folgende Terme in obengenannter Reihenfolge:

$$E_{\text{ein}} = \frac{3}{2} k_B N_e (T_e + T_i) + N_e (1/2 E_D + E_I) + \int p \, dV \\ + k_2 n_e^2 (k_B T_e)^{1/2} V \, \Delta t \quad (5.14)$$

N_e , E_D , E_I und k_2 bezeichnen Elektronenzahl der Plasmakugel, Dissoziationsenergie, Ionisationsenergie und eine Konstante mit $k_2 = 1,06 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ eV}^{1/2} \text{ s}^{-1}$.

Die Größe N_e läßt sich mit Hilfe des Plasmavolumens V und der Elektronendichte n_e berechnen. E_D und E_I haben die Werte 2,2 eV bzw. 13,6 eV. Die Ausdehnungsarbeit $\int p \, dV \approx p \, \Delta V$ enthält die zeitabhängige Expansion des Plasmas während der Laserpulseinwirkung und den im Kapitel 2 angegebenen Plasma- druck p (ρ, v).

Die vom Plasma absorbierte Laserleistung wird zeitaufgelöst mit dem in Abb. 5.12 dargestellten Versuchsaufbau gemessen. Der ankommende, parallele Laserstrahl trifft zunächst auf den Strahlteiler BS. 4% der einfallenden Leistung führt der Teiler dem IR-Detektor D1 (Photon-Drage- oder pyroelektrischer Detektor) zu, der Hauptanteil der Strahlungslei-

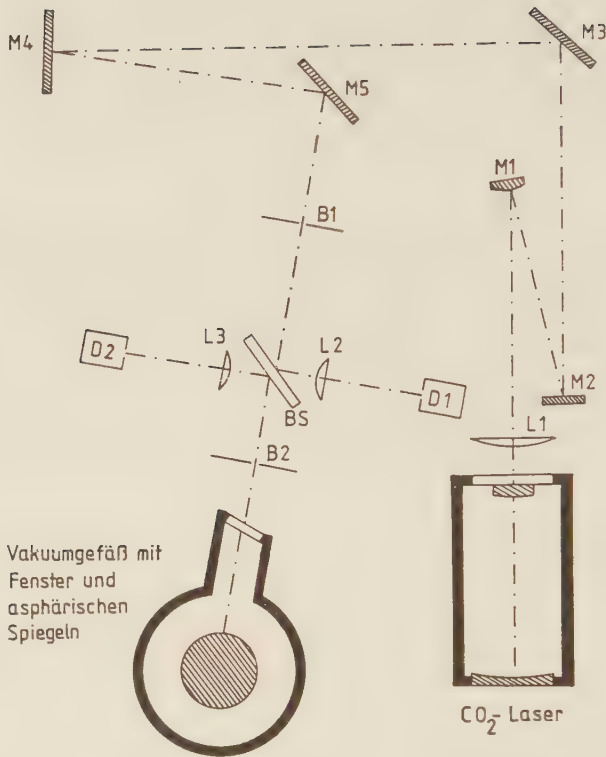


Abb. 5.12: Übersicht über den experimentellen Aufbau und die Strahlführung bei der Messung der vom Plasma absorbierten Laserleistung. L, M, B, BS und D bezeichnen Linse, Spiegel, Blende, Strahlteiler und Detektor.

stung gelangt durch ein um 10° geneigtes KCL-Fenster in das Plasmagefäß. Die Neigung des Fensters muß so gewählt werden,

daß die vom Fenster selbst reflektierte Strahlung nicht auf den Strahlteiler trifft. Anschließend fällt die Strahlung auf das asphärische Spiegelsystem (Abb. 4.7), welches die Strahlung in das Plasma fokussiert. Der nicht vom Plasma absorbierte Strahlungsanteil wird vom Spiegelsystem zu einem Parallelstrahl rücktransformiert, verläßt das Plasmagefäß und gelangt wieder (diesmal von hinten) zu dem Strahlteiler BS. Dieser leitet jetzt dem Detektor D2 (pyroelektrischer Detektor mit 9 mm^2 empfindlicher Fläche) einen wohlbekannten Bruchteil der Strahlung zu.

Zusammengefaßt läßt sich sagen, daß der Detektor D1 die dem Plasma zugeführte Leistung zeitauflösend registriert, während der Detektor D2 den durch das Plasma transmittierten Leistungsverlauf aufzeichnet. Den Differenzbetrag an Leistung hat das Plasma absorbiert. Allerdings müssen für eine quantitative Aussage die Verluste berücksichtigt werden, die der Laserstrahl beim Passieren des optischen Aufbaus erleidet.

Beide Detektorsignale werden an die beiden Eingänge eines einzelnen Oszillographen (Tektronix 7104) geleitet. Bei diesem Verfahren besteht die Notwendigkeit, eines der beiden Signale zu verzögern. In den hier beschriebenen Messungen wird das Signal des Detektors D1, der das ankommende Lasersignal registriert, um etwa 100 ns verzögert. Um noch schnell ansteigende Signale aufnehmen zu können, muß die Dämpfung und Dispersion der Verzögerungsleitung fast vernachlässigbar sein. Daher kommen nur nach physikalischen Kriterien ausgewählte Komponenten zum Einsatz, eine 75 ns "delayline" (Tektronix 7M 11) und ein Cellflex-Kabel (Kabelmetal electro GmbH), das die restlichen 25 ns zur Verzögerungszeit beiträgt.

Abb. 5.13 zeigt ein Oszillographensignal der beiden Detektoren, die Verzögerungszeit zwischen den beiden Signalen beträgt 104 ns. Es handelt sich hierbei um eine Kalibrier-

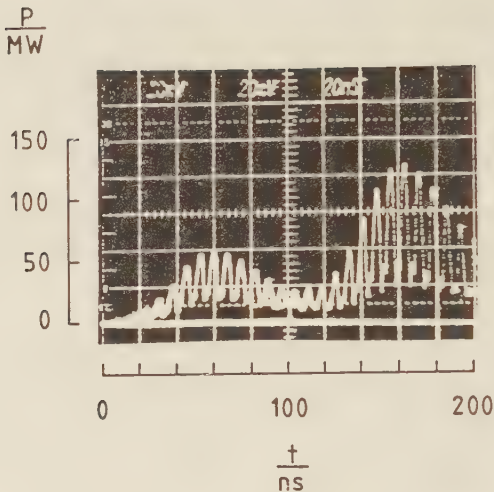


Abb. 5.13: Oszillographensignal der beiden Detektoren D1 und D2 aus Abb. 5.12. Links ist ein Pulszug der vom Detektor D2 empfangenen Laserstrahlung, die den optischen Aufbau passiert hat. Rechts wird 104 ns verzögert das Signal der ankommenden Laserstrahlung aufgezeichnet. Bei dieser Kalibrierungsmessung hatten beide Kanäle die gleiche Empfindlichkeit. Die Zeitauflösung des Oszillographen betrug 300 ps.

rungsmessung, um die Abschwächung des Laserstrahls beim Durchlaufen des optischen Aufbaus zu erfassen. Es soll die Frage geklärt werden, wieviel Prozent der zugeführten Leistung noch zum Detektor D2 gelangen, ohne daß ein Plasma Strahlung absorbiert.

Beide Signale aus Abb. 5.13 können direkt miteinander verglichen werden, die Leistung pro Amplitudeneinheit ist bei beiden Pulszügen gleich groß. $(46 \pm 2)\%$ der ankommenden Leistung gelangt nach passieren des Aufbaus auf den Detektor D2, der Rest geht verloren. Verursacht werden die Verluste durch die zahlreichen optischen Elemente: Der Laserstrahl muß dreimal durch eine Salzkomponente laufen und wird neunmal an Spiegeloberflächen reflektiert. Außerdem wird systembedingt ein kleiner Teil der Strahlung aus dem optischen Aufbau herausreflektiert. Der Kalibrierungsfaktor muß natürlich bei jeder Leistungsbilanzmessung berücksichtigt werden.

Bei Anwesenheit eines Plasmas wird ein Teil der Strahlung absorbiert, unser sphärisches Targetplasma nimmt $(22 \pm 5)\%$ der eingestrahlten Leistung auf. Dieser Wert bezieht sich auf Wasserstoff als Targetmaterial, wenn im Reservoir der Düse drei bar Betriebsdruck herrschen. In Abb. 5.14 ist der zeitliche Verlauf der absorbierten Leistung dargestellt. Die Modulation des Laserpulses war bei diesem Schuß mit $\mu > 5$ sehr gut.

Der Gasdurchbruch beginnt praktisch immer an der gleichen Stelle der Pulsfolge, unmittelbar vor dem Puls mit der höchsten Leistung liegt der Starterpuls. Von diesem Puls wird allerdings nur ein kleiner Betrag absorbiert. Aus den folgenden drei Pulsen absorbiert das Plasma merklich Strahlung, danach fällt die Absorption ziemlich abrupt ab. Die maximal vom Plasma aufgenommene Leistung liegt bei rund 30 MW. Die Verluste bei der Strahlführung, die Beschränkung auf das zentrale Maximum der Beugungsverteilung im Fernfeld und die relativ kleine Absorption des Wasserstoffplasmas sorgen dafür, daß nur $1/15$ der vom Laser emittierten Leistung schließlich im Plasma deponiert werden.

Mit der Kenntnis über den zeitlichen Verlauf der absorbierten Leistung ist man nun in der Lage, zu jedem belie-

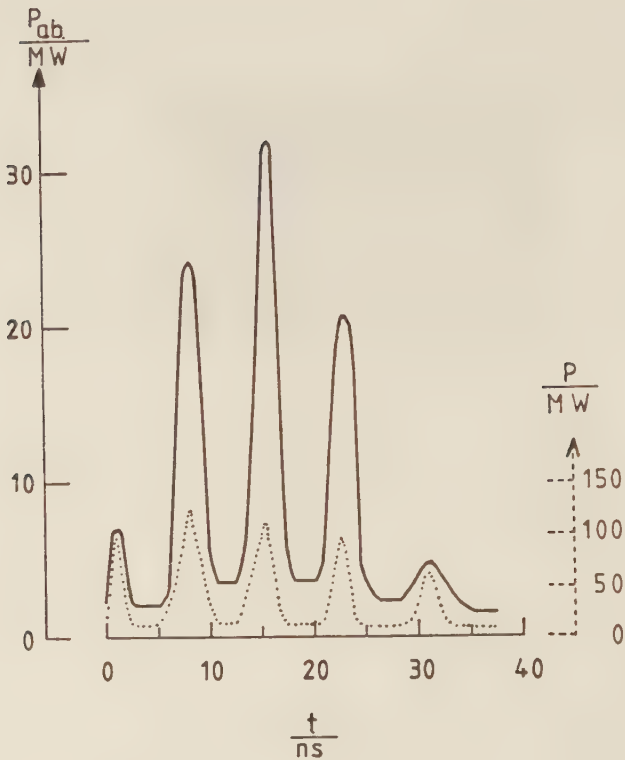


Abb. 5.14: Zeitlicher Verlauf der absorbierten Laserleistung. Gestrichelt eingezeichnet ist die ankommende Laserstrahlung, deren Leistung auf der rechten Ordinate abzulesen ist. Der Nullpunkt der Zeitskala bezieht sich auf den Beginn der Strahlungsabsorption, nicht auf den Emissionsbeginn des Lasers.

bigen Zeitpunkt die vom Plasma aufgenommene Energie zu berechnen, die Energiezufuhr W^+ der Bilanz ist damit bekannt.

Der Energieverbrauch W^- wird von der Aufheizung des Plasmas (thermische Energie), der Dissoziations- und Ionisationsenergie und der Ausdehnungsarbeit des Plasmas getragen. Die Bremsstrahlungsemission erwies sich wegen der geringen Plasmaausdehnung und wegen des $Z = 1$ Wertes von Wasserstoff (die Bremsstrahlungsemission ist proportional zu Z^2) als so klein, daß sie ohne Schaden aus der Bilanz gestrichen werden konnte.

Ausgehend von den extrapolierten Parametern beim Gasdurchbruch ($t = 0$, der erste Meßwert liegt erst bei $t = 5$ ns vor) wird W^+ und W^- zu Beginn von Zeitintervallen der Länge Δt bestimmt. Dieser Prozeß wird so oft wiederholt, bis sich keine großen Energiebeträge mehr einstellen. Die Größe von Δt wird so gewählt, daß die sich ergebenden Parameteränderungen klein gegen die Ausgangsparameter sind. Typische Zeitschritte liegen im Bereich von 100 ps. Nach diesem iterativen Verfahren kann die zeitliche Entwicklung des Plasmas berechnet werden, alle Parameter stellen sich so ein, daß gilt:

$$W^+ = W^-.$$

Aufschlußreich ist der Energiebedarf der einzelnen Prozesse. Die jetzt folgenden Angaben sind lediglich zeitliche Mittelwerte. Von der im Plasma deponierten Energie E_{ein} entfallen auf die Plasmaaufheizung ca. 75%, die Ausdehnungsarbeit beansprucht bis zu 20%, Dissoziation und Ionisation verlangen etwa 5%.

Der Großteil der im Plasma absorbierten Energie heizt dieses also auf. Zunächst wird allerdings nur die Elektronentemperatur angehoben. Die Ionen, die aufgrund ihrer Trägheit so gut wie keine Energie aus dem elektrischen Feld der Laserstrahlung aufnehmen, bilden eine kalte Plasmakomponente, die erst durch Stöße mit den Elektronen aufgeheizt wird. Die Ionen kühlen somit die Elektronenkomponente. Nach einer Zeitspanne t_{eq} haben sich die Temperaturen der Elektronen und

Ionen durch Stöße untereinander angeglichen. Die Energieaustauschzeit t_{eq} ist von der Dichte und der Temperatur der Elektronen abhängig (Spi 61). Für ein Wasserstoffplasma gilt:

$$t_{eq} = \frac{n_c}{n_e \ln \Lambda_C} \left(\frac{k_B T_e}{eV} \right)^{3/2} \cdot 3,1 \cdot 10^{-11} \text{ s} \quad (5.15)$$

wobei n_c die kritische Dichte und $\ln \Lambda_C$ den Coulomblogarithmus bezeichnet. Für den Coulomblogarithmus wird ein Mittelwert von $\ln \Lambda_C = 8$ angenommen. Der Verlauf der Energieaustauschzeit t_{eq} für verschiedene Elektronentemperaturen und drei typischen Dichten ist in Abb. 5.15 aufgezeichnet.

Die zeitliche Änderung der Elektronentemperatur wird beschrieben durch:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{T_i - T_e}{t_{eq}} \quad (5.16)$$

Das Auflösen dieser Gleichung nach der Größe $T_i(t)$ führt mit der Annahme $\Delta t \ll t_{eq}$, die immer eingehalten wird, zu folgender Temperaturverteilung:

$$T_i(t_0 + \Delta t) = T_i(t_0) + \frac{\Delta t}{t_{eq}} (T_e(t_0) - T_i(t_0)) \quad (5.17)$$

Mit Gleichung 5.17 kann die Energieabgabe der Elektronen an die Ionen berechnet werden. Damit sind alle Terme der Gleichung 5.14 berechenbar, die zeitliche Entwicklung der Elektronen- und Ionentemperatur kann nun bestimmt werden.

Abb. 5.16 zeigt den Temperaturverlauf bei einem gut durchmodulierten Laserpuls ($\mu \approx 5$). Die hohe Zeitauflösung des Verfahrens (etwa 1 ns) gestattet es, die zeitliche Abhängig-

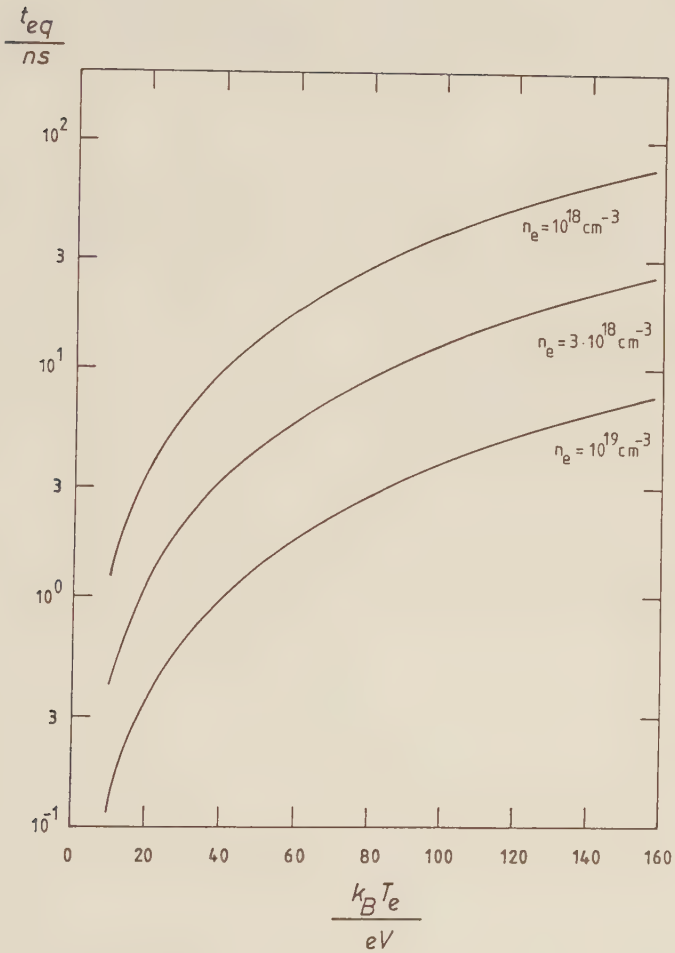


Abb. 5.15: Energieaustauschzeit t_{eq} als Funktion der Elektronentemperatur für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma bei drei typischen Elektronendichten.

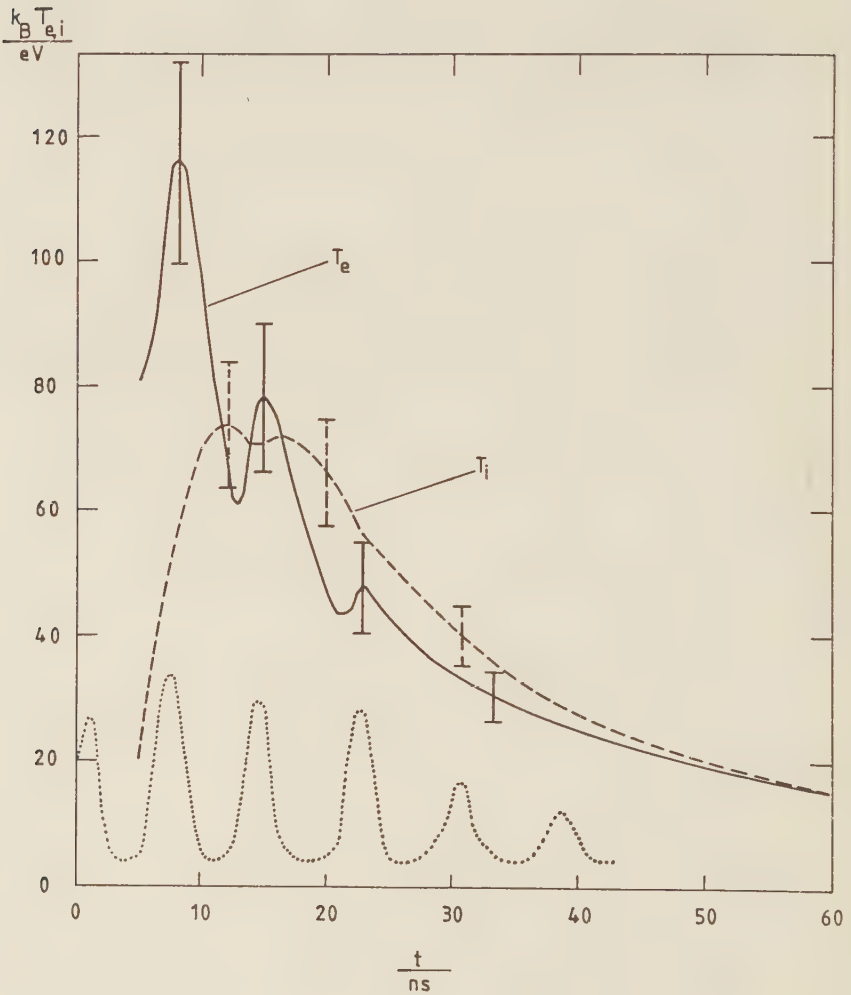


Abb. 5.16: Zeitliche Entwicklung der Elektronen- und Ionen-
temperatur. Die Aufheizung erfolgte durch einen
gut durchmodulierten Laserpuls ($\mu \approx 5$).
Punktiert eingezeichnet ist der zeitliche Verlauf

der auf den Fokus einfallenden Strahlungsleistung. Aus Übersichtsgründen wird auf das Einzeichnen einer Leistungsskala verzichtet. Die maximale Leistung in der Pulsfolge betrug 120 MW.

keit der Elektronentemperatur von der Laseremission aufzuzeigen. Die maximale Elektronentemperatur von fast 120 eV wird 8 ns nach dem Gasdurchbruch erreicht, danach fällt die Elektronentemperatur - bedingt durch die Energieabgabe an die Ionen - stark ab. Allerdings zeigen sich bei 15 ns und 23 ns Nebenmaxima, die durch die Laseremission aufgeprägt werden. Bei Zeiten über 35 ns - hier erfolgt keine Energieaufnahme mehr (siehe Abb. 5.14) - fällt die Temperaturkurve der Elektronen nur noch langsam ab.

Die trägen Ionen erreichen ihr Temperaturmaximum von etwa 70 eV bei 12 ns. Sie sind nicht in der Lage, den schnellen Temperaturänderungen der Elektronen zu folgen, und so liegt die Ionentemperatur zu bestimmten Zeiten über der Elektronentemperatur.

Abb. 5.17 stellt die Temperaturentwicklung bei einem mäßig durchmodulierten Laserpuls ($\mu \approx 2$) dar. Die Elektronentemperatur erreicht hier nur etwas über 70 eV und zeigt keinen so ausgeprägten Abfall wie bei Abb. 5.16. Zu größeren Zeiten hin ($t > 30$ ns) ist der Temperaturverlauf beider Abbildungen ähnlich. Die Ionentemperatur steigt in Abb. 5.17 mit 60 eV fast genau so hoch wie die Elektronentemperatur, da ein erhöhter, quasikontinuierlicher Untergrund die Differenz zwischen T_i und T_e reduziert.

Eine orts aufgelöste Temperaturmessung ist mit der Leistungsbilanz nicht möglich. Das ist bei unserem Plasma kein gravierender Mangel, denn die schnellen Teilchenstöße mit typischen Stoßzeiten von $t_{e-e} \approx 5$ ps und $t_{e-i} \approx 10$ ps (nach

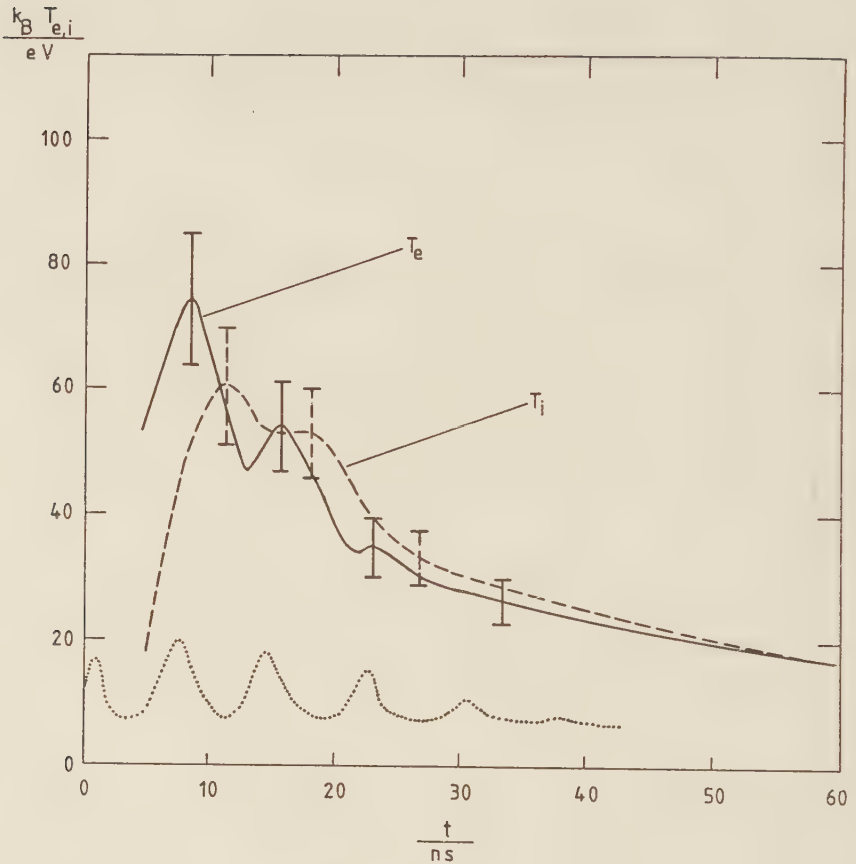


Abb. 5.17: Zeitliche Entwicklung der Elektronen- und Ionen-temperatur. Das Plasma wurde hier von einem nur mäßig durchmodulierten Laserpuls ($\mu \approx 2$) aufgeheizt. Punktiert eingezeichnet ist der zeitliche Verlauf der auf den Fokus einfallenden Strahlungsleistung. Aus Übersichtsgründen wird auf das Einzeichnen einer Leistungsskala verzichtet. Die maximale Leistung in der Pulsfolge betrug 75 MW.

Che 84) verhindern das Aufbauen großer Temperaturgradienten in der Plasmakugel auf der Zeitskala (≥ 1 ns) unseres Experiments.

5.5. Messung der spektralen Verteilung der rückgestreuten Strahlung mit gleichzeitiger Registrierung der rückgestreuten Leistung

In unserer Arbeitsgruppe konnte die SBS erfolgreich und detailliert an einem z-Pinch Plasma untersucht werden (Gel 82, Han 82, Riz 83). Darum lag es nahe, zu untersuchen, ob auch an diesem Experiment der Schwellwert für die SBS überschritten werden kann. Hierbei muß der gepulste CO_2 -Laser das Plasma erzeugen und auch die Pumpstrahlung für die Rückstreuung liefern. Bei Bestrahlungsstärken von über 10^{15} Wm^{-2} ist es laut Abb. 3.2 nicht ausgeschlossen, daß der SBS-Schwellwert überschritten werden kann, auch wenn das laserinduzierte Plasma natürlich nicht so homogen und ausgedehnt wie das von einem dynamischen z-Pinch ist.

Ein wesentliches Kriterium zur Bestimmung des für die Rückstreuung verantwortlichen Prozesses ist die Frequenzverschiebung der rückgestreuten Strahlung. Ist SBS die Ursache für die Rückstreuung, so muß aus Gründen der Energieerhaltung eine Rotverschiebung auftreten. Die Frequenz der Rotverschiebung entspricht der Frequenz der ionenakustischen Welle. Ist dagegen eine geometrische Reflexion Ursache für das zurückgelenkte Licht, so sollte die Frequenz der Laserfrequenz entsprechen, es sei denn, die reflektierende Schicht ist in Bewegung. Daraus resultiert dann eine Frequenzverschiebung nach dem Doppler-Effekt, die Rückschlüsse auf Betrag und Richtung der Bewegung zuläßt.

Abb. 5.18 zeigt den Aufbau der Meßapparatur. Die Strahlteiler BS1 und BS2 sind gegeneinander um 90° gedreht angeordnet, so eliminieren sich die Strahlversetzungen der Teiler, was die Justierung wesentlich vereinfacht. Der Aufbau ist so ausgelegt, daß das Spektrum der rückgestreuten Strahlung und der zeitliche Verlauf der rückgestreuten Leistung gleichzeitig gemessen werden können.

Um mit dem Infrarot-Polychromator eine eventuell auftretende Frequenzverschiebung messen zu können, muß zuerst die lineare Dispersion des Geräts bestimmt werden. Dies geschieht mit einem kontinuierlich emittierenden CO_2 -Laser. Zur Wellenlängenkalibrierung wurden die Linien der beiden Übergänge P(18) und P(20) herangezogen ($\lambda = 10,57 \mu\text{m}$ und $10,59 \mu\text{m}$). Fokussiert man den vorher mit Hostaphanfolien abgeschwächten Laserstrahl auf den Eintrittsspalt des Polychromators, so erscheinen auf dem an die Pyricon-Kamera angeschlossenen Fernsehmonitor zwei Spaltbilder, die von den Linien P(18) und P(20) stammen. Aus der Entfernung beider Bilder und dem Abbildungsmaßstab des Systems ist unmittelbar die lineare Dispersion abzulesen.

Den Laserlinien ist ein Untergrund überlagert, der in der Mitte des Pyricon-Targets am höchsten ist und zum Rand hin abfällt. Diese unerwünschte Eigenschaft des Targets kann behoben werden, wenn zusätzlich zum Meßsignal eine Untergrundmessung in den Doppelbildspeicher des IRSA-Systems geladen wird. Die Inhalte beider Bildspeicher werden zum Datenerfassungsrechner übertragen, mit dem dann der Untergrund von den Laserlinien subtrahiert wird.

Der Eintrittsspalt des Polychromators war bei diesen Messungen ca. $200 \mu\text{m}$ breit. Zusammen mit dem Apparateprofil ergab sich eine Breite der P(20)-Laserlinie von gut 2 GHz (FWHM). Bevor das dispergierende Element im Infrarot-Spektalanalysator in die vorgeschriebene Position gedreht wer-

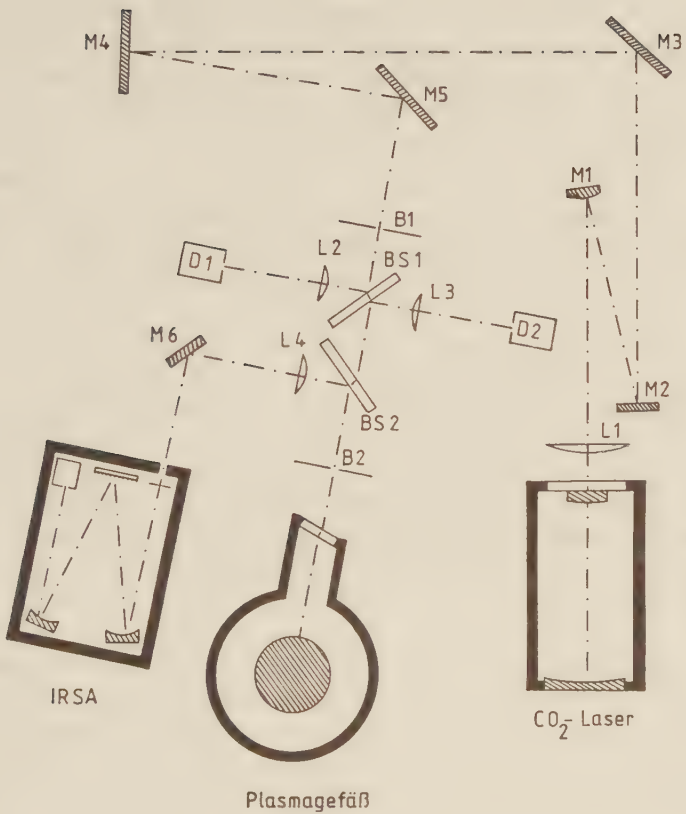


Abb. 5.18: Übersicht über den experimentellen Aufbau und die Strahlführung bei den Rückstreuemessungen. Die optischen Komponenten sind mit den gleichen Buchstaben wie in Abb. 5.12 bezeichnet.

den kann, muß die zu erwartende Frequenzverschiebung der P(20)-Linie berechnet werden.

Im Falle der SBS ist die rückgestreute Strahlung um die Frequenz $\Delta\nu$ der Ionenakustischen Welle rotverschoben. Mit Hilfe der Dispersionsbeziehung für Ionenakustische Wellen (Gleichung 3.2) kann die Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ der rückgestreuten Strahlung bei der SBS in einem vollionisierten Wasserstoffplasma geschrieben werden (Han 82):

$$\Delta\nu = \frac{\omega_0}{\pi} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{1 + k_s^2 \lambda_D^2} \frac{\gamma_e k_B T_e}{m_i c^2} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i c^2} \right)^{1/2} \quad (5.18)$$

λ_D bezeichnet die Debye-Länge, alle anderen Bezeichnungen wie im Kapitel 3. Die Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ bei der SBS hängt also von der Dichte und von der Elektronen- und Ionen-temperatur ab. Mit der Rückstreuung kann man also bei bekannter Dichte die Temperatur (Summe beider Komponenten) bestimmen und umgekehrt. Die SBS liefert somit eine wertvolle Ergänzung zu den bisher vorgestellten Diagnostikmethoden.

Sieben ns bis zehn ns nach der Plasmazündung ist bei unserem Experiment die Bestrahlungsstärke am größten und damit auch die Wahrscheinlichkeit, den SBS-Schwellwert zu überschreiten. Vorausgesetzt wird hier ein möglichst hohes T_e/T_i Verhältnis im Plasma. Setzt man für das oben genannte Zeitintervall die von der Diagnostik her bekannten Plasmaparameter ein, so ist mit einer Rotverschiebung von 10 GHz bis 15 GHz zu rechnen.

Im Falle der geometrischen Reflexion und dem damit verbundenen Doppler-Effekt am expandierenden Plasma ist eine Rot- und Blauverschiebung zu erwarten. Die Frequenzverschiebung beträgt:

$$\Delta\nu = \nu_0 \left(\frac{1}{1 - v/c} - 1 \right) \quad (5.19)$$

Setzt man die Frequenz der Laserstrahlung $\nu_0 = 2,83 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ und die Plasmafrontgeschwindigkeit $v \approx 4 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ ein, so resultiert eine Frequenzverschiebung von vier GHz, ein vom Polychromator noch auflösbarer Wert.

Eine Trennung der rückgestreuten Strahlung von der durch das Plasma transmittierten Laserstrahlung ist bei isotroper Targetbestrahlung nicht möglich. Da die Leistung der eventuell auftretenden Rückstreustrahlung wenigstens um eine Größenordnung kleiner ist als die Leistung der nicht frequenzverschobenen, transmittierten Laserstrahlung, mußte letztere stark abgeschwächt werden. Dazu wurde unmittelbar vor dem Pyricon-Target ein schmaler Streifen aus zwei Hostaphanfolien positioniert. Der Streifen kann mit einem Verschiebereiter vor jedem Ort des Pyricon-Targets gefahren werden. Weil die Strahlung je nach Frequenz auf verschiedene Orte des Targets trifft ($\Delta x / \Delta \nu = 0,14 \text{ mm/GHz}$), kann so die Strahlungsleistung im Bereich der P(20)-Linie mit den Folien um ca. einen Faktor 40 abgeschwächt werden.

Abb. 5.19 zeigt eins von vielen mit dem IRSA-System aufgenommenen Spektren. Es war bei keiner Messung eine Rotverschiebung der P(20)-Linie zu sehen, die im Fall der SBS immerhin 10 GHz bis 15 GHz hätte ausmachen sollen. Auch die oben abgeschätzte Frequenzverschiebung, die auf einen Doppler-Effekt hindeuten würde, blieb stets aus. Die Linie zeigte auch keine merkliche Verbreiterung im Vergleich zu Kalibrierungsmessungen ohne Plasma.

Der Schwellwert für die SBS wird mit großer Wahrscheinlichkeit nicht erreicht, genauer ausgedrückt müßte man sagen: Die eventuell auftretende SBS erreicht nicht jenes Niveau, welches durch die untere Nachweisgrenze des sehr empfindlichen Pyricon-Targets (10^{-7} J/mm^2) festgelegt ist. Das an diesem lasererzeugten Plasma keine nennenswerte SBS auftritt, zeigen auch die simultan zu den IRSA-Messungen durchgeführten Meßsignalaufzeichnungen der beiden Detektoren für die Lei-

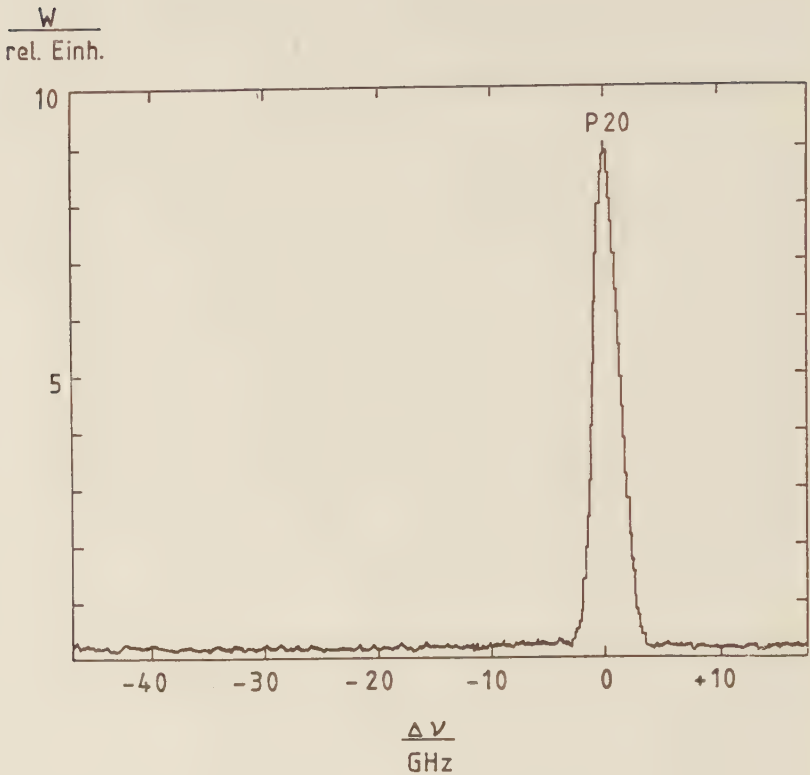


Abb. 5.19: IRSA-Spektrum der vom Plasma zurückgelenkten -
und der durch das Plasma transmittierten Strahlung.

stungsmessung. Die typischen SBS-Signale von anderen Autoren (Han 82, Hen 86) mit den sehr kurzen Anstiegszeiten wurden vom Rückstreudetektor D2 (Bandbreite des Nachweissystems: 1 GHz) nicht registriert.

Da das IRSA-Signal auch keine Anzeichen für einen Doppler-Effekt zeigte, ist anzunehmen, daß die gewöhnliche Reflexion an der Plasmafront sehr klein ausfällt. Um diesen auch für die Energiebilanz wichtigen Sachverhalt zu prüfen, wurde folgendes Verfahren angewandt: Schirmt man an dem optischen System (Abb. 4.7) eine Strahlhälfte total ab, beispielsweise die Strahlhälfte 2, so gelangt der ankommende Laserstrahl über die zur Strahlhälfte 1 gehörenden Umlenkspiegel zu den beiden asphärischen Spiegelpaaren. Der Strahl wird dort in das Plasma fokussiert, der transmittierte Strahlanteil gelangt, nachdem er wieder zu einem Parallelstrahlbündel transformiert wurde, über die Umlenkspiegel der Strahlhälfte 2 zu der undurchlässigen Abschirmung und kann so nicht von einem Detektor erfaßt werden. Lediglich die am Plasma reflektierte Strahlung hat über die Spiegel der Strahlhälfte 1 einen ungehinderten Weg zum Rückstreudetektor D2. Das Ergebnis der Messungen mit einer abgeschirmten Strahlhälfte zeigt stellvertretend für alle anderen Aufnahmen die Abb. 5.20.

Nur das einfallende Lasersignal auf der rechten Bildhälfte zeigt den üblichen Pulsverlauf, das Signal der vom Plasma reflektierten Strahlung auf der linken Bildseite fällt im Vergleich dazu minimal aus. Es tritt also bei diesen Messungen (Neutralgasdruck im Reservoir: drei bar) keine wesentliche geometrische Reflexion am Plasma auf, selbst wenn man berücksichtigt, daß aus meßtechnischen Gründen eine Strahlhälfte abgeblockt war.

Eine genaue Bestimmung der Elektronendichte aus dem Reflexionsgrad ist wegen der komplizierten Struktur der Dichtegradienten (Abb. 5.9) nicht möglich. Aber es reicht für die Abschätzung, daß an der Plasmafront Dichten von $\approx 10^{18}$ Elektronen cm^{-3} vorliegen, ein Wert, der durch die interferometrischen Messungen bestätigt wird.

Am Ende dieses Kapitels soll noch erwähnt werden, daß man mit Hilfe des IRSA-Pyricon-Targets auch die vom Plasma ab-

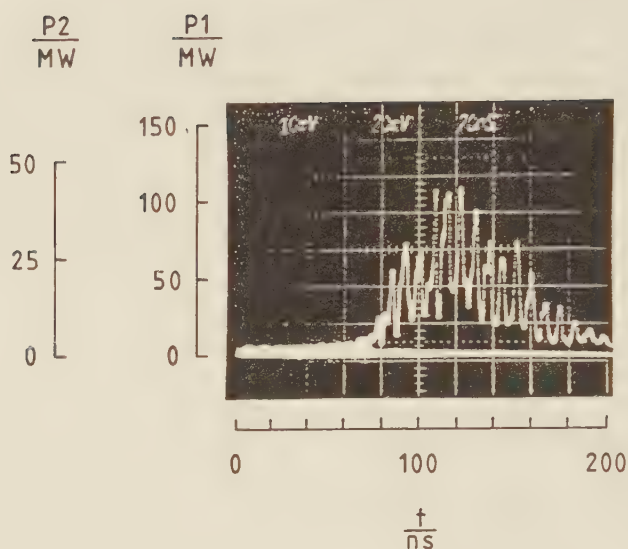


Abb. 5.20: Oszillographensignal der Detektoren D1 und D2 aus Abb. 5.18. Um die geometrische Reflexion bestimmen zu können, war bei diesen Messungen nur eine Strahlhälfte des optischen Systems offen. Links, auf der Zeitskala von 0 ns bis 70 ns ist das fast verschwindende Signal der vom Plasma reflektierten Strahlung dargestellt (D2). Rechts ist mit 99 ns Verzögerung das Signal der ankommenden Laserstrahlung aufgezeichnet (D1).

sorbierte Energie messen kann. Dazu wird die durch die Absorption geschwächte Laserstrahlung mit einer im Vakuum gewonnenen Kalibrierungsmessung verglichen. Mit einer gemessenen Energieabsorption von $(25 \pm 10)\%$ stimmen diese Messungen mit den Ergebnissen aus dem vorigen Abschnitt im Rahmen der erzielten Meßgenauigkeit überein.

6. Diskussion der Meßergebnisse

6.1. Die Präsenz thermisch induzierter Druckwellen bei laser- erzeugten Plasmen

Die an unserem sphärischen Targetplasma beobachtete Raum-Zeit-Kurve, die die Ausbreitung der Plasmafront beschreibt, legt den Schluß nahe, daß die von Ahlborn und Ariga (Ahl 77) aufgestellte Theorie über thermisch induzierte Druckwellen den Energietransport im Plasma richtig beschreibt. Nach dieser Theorie wird die im Plasma deponierte Energie durch zwei unterschiedliche physikalische Prozesse verteilt:

- In der Anfangsphase durch eine von der Wärmeleitung dirigierte Druckwelle.
- In der Endphase durch eine gasdynamische Stoßwelle.

Beide Phasen werden durch eine C-J-Detonation getrennt. Die durch Wärmeleitung hervorgerufene Druckwelle muß sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreiten, was durch die Messung bestätigt wird. Die Schallgeschwindigkeit a_f von $2,5 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ wird hier recht deutlich mit $4,3 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ übertroffen.

Die Anfangsphase, in der die Wärmeleitung dominiert, wird mit großer Wahrscheinlichkeit durch die CO_2 -Laseremission modifiziert, da der Laser keinen Einzelpuls, sondern einen Pulszug liefert. Nach den Überlegungen aus Abschnitt 2.3 sind zwei Varianten denkbar:

- (1) Eine lang aufrechterhaltene Überschallphase.
- (2) Ein Wechsel zwischen Überschall- und Unterschallphase.

Die Überschallphase wird erst mit der C-J-Detonation beendet,

welche sich (31 ± 2) ns nach dem Laserdurchbruch ereignet. Dieser C-J-Punkt gibt sich durch einen Knickpunkt im r-t-Diagramm zu erkennen, wenn beide Achsen mit einem logarithmischen Maßstab versehen werden (siehe Abb. 5.11). Vergleicht man das Zeitintervall von (31 ± 2) ns mit dem zeitlichen Verlauf der vom Plasma absorbierten Laserleistung aus Abb. 5.14, so fällt auf, daß die Detonationsphase gerade dann einsetzt, wenn der nur noch sehr schwach ausgeprägte fünfte Einzelpuls erscheint. Daraus läßt sich folgender Sachverhalt ableiten:

- Der fünfte Einzelpuls ist zu schwach, um die räumlich schon weit ausgedehnte und mit ca. $1,4 \cdot 10^{16}$ ionisierten Ladungspaaren aufgefüllte Plasmakugel noch mit soviel Energie zu versorgen, daß eine Überschallphase weiter aufrechterhalten werden kann.
- Die vom vorletzten (vierten) Puls absorbierte Leistung war ausreichend hoch, um die Überschallphase der Druckwelle bis zum nachfolgenden Puls aufrechtzuerhalten. Wenn dazu noch die vom vierten Puls absorbierte Leistung ausreicht, gilt das erst recht für die vorhergehenden Laserpulse, denn diese müssen ja weniger Materie aufheizen.

Diese Vermutung wird durch den zeitaufgelösten Temperaturverlauf der beiden Plasmakomponenten aus Abb. 5.16 und 5.17 bestätigt. Die Temperaturen für Elektronen und Ionen haben kurz nach dem Laserdurchbruch ihre größten Beträge und diese sinken, von zwei lokalen Minima abgesehen, mit zunehmenden Werten auf der Zeitskala ab. Das Temperaturniveau beider Komponenten ist vor der 31 ns-Marke immer höher als zu diesem Zeitpunkt selbst. Somit verfügt die Plasmakugel über genügend thermische Energie, daß die Überschallphase der Druckwelle (31 ± 2) ns überleben kann.

Es sollte also die Variante (1) zutreffen: Die Überschallphase wird lange aufrechterhalten, Detonations- und Unter-

schallphase laufen normal ab. Zum gleichen Ergebnis kommt man bei der Analyse der Raum-Zeit-Kurve (Abb. 5.10 und 5.11). Die Plasmafrontgeschwindigkeit ist vom ersten Meßpunkt (5 ns nach Laserdurchbruch) bis zur C-J-Detonation fast konstant. Nach dem Passieren des C-J-Punktes breitet sich die Plasmafront recht genau mit jener r zu t -Abhängigkeit aus, wie sie für sphärische Stoßwellen berechnet worden ist (Wil 70).

Die Existenz der thermisch induzierten Druckwelle bei diesem lasererzeugten Plasma kann noch mit einem weiteren Detail bewiesen werden. Die am C-J-Punkt mit Hilfe der Druckwellenkinematik bestimmte Plasmatemperatur muß mit der aus der Energiebilanz gewonnenen Temperatur im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmen. Die Berechnung aus Abschnitt 5.3 ergab eine Plasmatemperatur am C-J-Punkt von:

$$k_B T_{e,i} = (36 \pm 8) \text{ eV}$$

An den mit Hilfe der Energiebilanz gewonnenen Diagrammen (Abb. 5.16 und 5.17) über die zeitliche Entwicklung von T_e und T_i liest man zum Zeitpunkt der C-J-Detonation folgende Werte ab:

- (i) Plasma, das von einem gut durchmodulierten Laserpuls gezündet wurde

$$k_B T_e = (33 \pm 4) \text{ eV} \quad k_B T_i = (38 \pm 4) \text{ eV}$$

- (ii) Plasma, welches von einem mäßig durchmodulierten Pulszug erzeugt wurde

$$k_B T_e = (28 \pm 4) \text{ eV} \quad k_B T_i = (30 \pm 4) \text{ eV}$$

Im Rahmen der angegebenen Meßgenauigkeit wird in beiden Fällen eine Übereinstimmung mit den vorher angegebenen Temperaturwerten erzielt.

Interessant ist in diesem Zusammenhang noch ein Vergleich der Elektronentemperaturen der beiden Plasmen (i) und (ii). Ist beim Plasma (i) die gemessene Maximaltemperatur noch um den Faktor 1,6 größer als beim Plasma (ii) zum gleichen Zeitpunkt, so schrumpft dieser Faktor am C-J-Punkt auf weniger als 1,2. Dieser Temperaturangleich bei größeren Lebensdauern weist darauf hin, daß der C-J-Punkt zeitlich nicht stark schwankt, unabhängig davon ob der Laserpuls gut oder weniger gut durchmoduliert ist.

Die Meßergebnisse lassen den Schluß zu, daß das Modell von Ahlborn und Ariga den Vorgang der Plasmafrontausdehnung in eine Neutralgashülle richtig beschreibt. Die zeitliche Entwicklung des Radius der Plasmakugel wird ebenso richtig beschrieben, wie die Summe der Temperaturen beider Plasmakomponenten am C-J-Punkt. Dabei konnte die vom Laser emittierte Pulsfolge im Modell berücksichtigt werden.

6.2. Erörterung der Rückstreuemessungen

Lasererzeugte Plasmen weisen zwei Besonderheiten auf, die gerade in der Anfangsphase stark ausgeprägt sind: Gradienten und eine geringe räumliche Ausdehnung.

Plasmen mit geringer räumlicher Ausdehnung und Gradienten haben einen höheren Schwellwert für SBS als homogene, ausgedehnte Plasmen. Diese Aussage von Forslund (For 75) wurde durch unser Experiment bestätigt. Die berechnete Schwellwertbestrahlungsstärke für homogene und ausgedehnte Plasmen beträgt bei unseren typischen Parametern nach Abb. 3.2 etwa 10^{14} Wm^{-2} . Obwohl die erzielte Bestrahlungsstärke beim lasererzeugten Plasma den oben genannten Wert um mehr als eine Größenordnung übertraf, konnte keine SBS-Rückstreuung regi-

striert werden.

Um dieses Verhalten zu untersuchen, werden die Relationen 3.10 und 3.11 aus Kapitel 3 mit unseren Plasmaparametern berechnet. Die Beziehung 3.10 besagt, daß die Konvektion von Wellenenergie aus einer räumlich eng begrenzten Plasma-region durch eine entsprechend hohe Anwachsrate ausgeglichen werden muß. Setzt man die für unser Experiment relevanten Parameter ein: $l \approx 1 \text{ mm}$, $\Gamma_{pi} \approx 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\gamma \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, so gilt:

$$\frac{\gamma^2}{\Gamma_{pi}} \frac{1}{c} \approx 1$$

statt der geforderten $\gg 1$ für ein ausreichend großes Wechselwirkungsvolumen bei der vorhandenen Anwachsrate. Diese Relation ist somit nicht erfüllt, d.h. für die eng begrenzte Plasmakugel muß der Schwellwert, bedingt durch Konvektion von Wellenenergie, deutlich höher liegen als bei einem homogenen und ausgedehnten Plasma.

Der Ausdruck 3.11 beinhaltet, daß bei einem inhomogenen Plasma die Phasenanpassung für ein hinreichend großes Gebiet erfüllt werden muß. Die Inhomogenität wird bei der SBS aber nicht durch den Dichte- sondern in erster Linie durch den Temperaturgradienten hervorgerufen, denn die Frequenz der ionenakustischen Welle wird durch die Temperatur bestimmt (Che 74). Die berechnete und in Abb. 6.1 dargestellte Temperaturgradientenlänge l_T ist für unsere Plasmaparameter um einen Faktor zwei bis drei größer als der Plasmadurchmesser l zum Zeitpunkt 10 ns nach dem Laserdurchbruch (zu diesem Zeitpunkt sind die Voraussetzungen für die Rückstreuung am günstigsten).

Hier erhält man nach einsetzen der relevanten Größen:

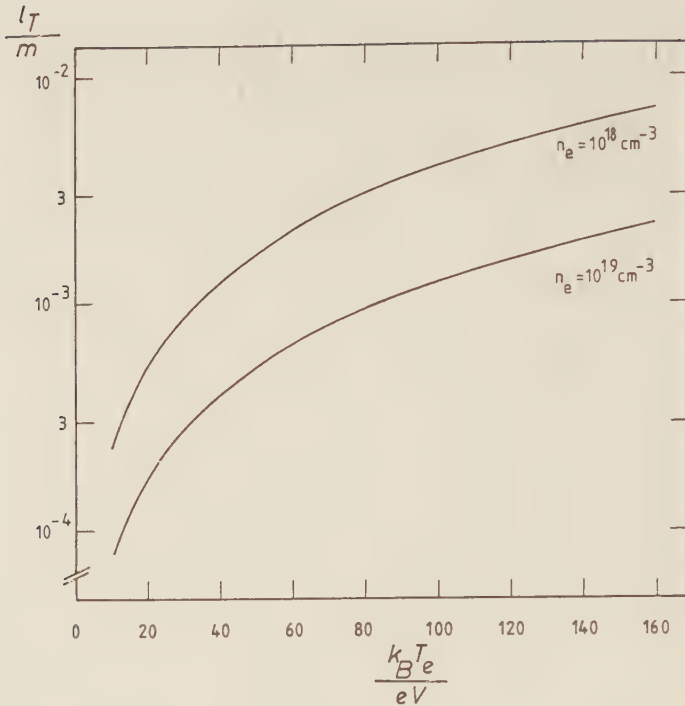


Abb. 6.1: Temperaturgradientenlänge l_T für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma bei zwei verschiedenen Dichten. Zur Bestimmung von l_T wurde eine Pulshalbwertsbreite von 3 ns (FWHM) angenommen.

$$\frac{\gamma^2 l_T}{r_{pi} c} \geq 1 \text{ statt wie gefordert } \gg 1.$$

Auch diese Forderung wird nicht erfüllt, die Phasenanpassung

kann somit nicht für ein hinreichend großes Gebiet erfolgen.

Diese Abschätzungen zeigen, daß wohl in erster Linie die kleine Plasmaausdehnung und somit Konvektionsverluste dafür verantwortlich sind, daß sich in diesem lasererzeugten Plasma keine meßbare SBS-Rückstreuung entwickelt. Innerhalb der Zeitspanne (sieben ns bis zehn ns nach Laserdurchbruch), in der eine ausreichende Bestrahlungsstärke und ein hinreichendes T_e/T_i -Verhältnis für die SBS zur Verfügung steht, ist das Plasma einfach noch viel zu klein.

Der hier getroffene Schluß ist konsistent mit den Ergebnissen anderer Labors. Denn in solchen Fällen, wo SBS an einem lasererzeugten Plasma beobachtet werden konnte (Off 78, Ng 78, Ng79), hatte das Targetplasma größere Abmessungen als unseres.

7. Zusammenfassung

Es bestand die Aufgabe, ein vakuumisoliertes, kugelförmiges Plasma herzustellen und wichtige Parameter zu ermitteln. Die Untersuchungen von Plasmen mit sphärischer Geometrie haben Modellcharakter für Vorgänge, die sich in der unterkritisch dichten Plasmakorona bei der Trägheitsfusion abspielen. Um die gestellte Aufgabe zu lösen, wurde ein optischer Aufbau konstruiert, der mit nur einem Laserstrahl eine annähernd isotrope Targetbestrahlung aus 4π sr Raumwinkel ermöglicht. Das im Aufbau integrierte Gasstrahltarget liefert einen räumlich eng begrenzten und vakuumisolierten freien Überschallgasstrahl.

Das mit dieser Apparatur und einem gepulsten CO_2 -Laser erzeugte und aufgeheizte Plasma ist zunächst diagnostiziert worden. Die Messung der räumlich und zeitlich aufgelösten Elektronendichte erfolgte mit einem Jamin-Interferometer. Die mittlere Elektronendichte des lasererzeugten Plasmas bewegte sich, abhängig vom Zeitpunkt nach dem Laserdurchbruch, in Grenzen von 10^{17} bis 10^{19} Elektronen cm^{-3} . Die räumliche Darstellung der Elektronendichte ergab, daß sich ein kugelförmiger Hochdichtebereich ausbildet und mit fortschreitender Zeit ein ausgedehnter Plasmaschweif niedriger Dichte. Letzterer entsteht an der Spitze des keilförmigen Gasvolumens hinter der Laval-Düse, also dort, wo wegen der großen Distanz zum Austrittsquerschnitt nur noch kleine Teilchendichten herrschen.

Die zeitaufgelöste Interferometrie ermöglichte auch die Messung der Plasmafrontausbreitung. Innerhalb eines Zeitintervalls von 5 ns bis 70 ns nach dem Laserdurchbruch weitete sich der Plasmafrontradius von 0,3 mm auf 1,8 mm aus. Das Raum-Zeit-Diagramm dieser Ausweitung zeigt einen charakteristischen Verlauf. Mit Hilfe der Plasmakinematik

konnte für einen ausgewiesenen Zeitpunkt, dem Chapman-Jouguet-Punkt, eine Temperaturbestimmung vorgenommen werden.

Eine Ermittlung der zeitaufgelösten Elektronen- und Iontemperatur während der gesamten Plasmalebensdauer ermöglichte die Messung der absorbierten Laserleistung. Je nach Modulationsgrad der CO_2 -Laserstrahlung stellten sich Elektronentemperaturen bis zu $k_B T_e = 120 \text{ eV}$ und Iontemperaturen bis zu $k_B T_i = 70 \text{ eV}$ ein. Die Messung der spektralen Verteilung der vom Plasma zurückgelenkten Strahlung ergab keine Frequenzverschiebung im Vergleich zur einfallenden Laserstrahlung. Es konnte nachgewiesen werden, daß die geometrische Reflexion der Laserstrahlung an der Plasmakugel (Reflexion am Dielektrikum) sehr klein ausfällt. Eine Abschätzung lieferte Dichten von etwa $10^{18} \text{ Elektronen cm}^{-3}$ an der Plasmafront.

Anhand der Plasmafrontkinematik wurde gezeigt, daß beim lasererzeugten Plasma thermisch induzierte Druckwellen auftreten, deren zeitliche Entwicklung in drei Phasen abläuft: Die Überschallphase, die Detonationsphase (Chapman-Jouguet) und die Unterschallphase. An der Raum-Zeit-Kurve konnten die einzelnen Phasen identifiziert werden, da sie unterschiedliche Anstiege aufweisen. Die C-J-Detonation ereignete sich $(31 \pm 2) \text{ ns}$ nach dem Laserdurchbruch, der Einfluß des vom CO_2 -Laser emittierten Pulszuges auf diesen Zeitpunkt wurde erörtert. Die mit Meßwerten von der Plasmafrontausbreitung bestimmte Plasmatemperatur am C-J-Punkt stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der zu diesem Zeitpunkt aus der Leistungsbilanz ermittelten Temperatur überein. Diese Übereinstimmung bei der Temperatur und auch der Verlauf der Plasmafrontausbreitung bestätigen die Richtigkeit der theoretischen Aussagen des Modells von Ahlborn und Ariga.

Mit dem Infrarot-Polychromator untersuchte, vom Plasma zu-

rückgelenkte Strahlung zeigte, daß an diesem lasererzeugten Plasma keine detektierbare SBS-Rückstreuung auftritt. Eine Abschätzung über den SBS-Verstärkungsprozeß (Che 74) für räumlich eng begrenzte und inhomogene Plasmen führte zu dem Ergebnis, daß in erster Linie die kleine Plasmaabmessung dafür verantwortlich ist. Das Ausbleiben der SBS wird allerdings nicht als Mangel empfunden, denn so interessant und untersuchungswürdig die SBS auch ist, für die angestrebte Trägheitsfusion stellt sie ein schweres Hindernis dar.

Literaturverzeichnis

- Ahl 75 B. Ahlborn:
 Can. J. Phys. 53, 976 (1975)
- Ahl 77 B. Ahlborn, S. Ariga:
 Phys. Fluids 20, 18 (1977)
- Ahl 81 B. Ahlborn, W. Liese:
 Phys. Fluids 24, 1955 (1981)
- Ahl 82 B. Ahlborn, G.C. Vlases, Z.A. Pietrzyk:
 Phys. Fluids 25, 2362 (1982)
- Art 83 L.A. Artsimowitsch, R.S. Sagdejew:
 Plasmaphysik für Physiker
 Teubner, Stuttgart 1983
- Att 74 D.T. Attwood, L.W. Coleman:
 Appl. Phys. Lett. 24, 408 (1974)
- Ber 81 L. Bergmann, C. Schaefer:
 Lehrbuch der Experimentalphysik, Band IV, 2
 de Gruyter, Berlin, New York 1981
- Ber 86 J.E. Bernard, J. Meyer:
 Phys. Fluids 29, 2313 (1986)
- Boc 61 K. Bockasten:
 J. Opt. Soc. Am. 51, 943 (1961)
- Bra 81 O. Brandt:
 Diplomarbeit, RUB, Bochum 1981
- Bru 75 K.A. Brueckner, J.E. Howard:
 Appl. Optics 14, 1274 (1975)

- Bur 83 D.G. Burkhard, G.L. Strobel:
Appl. Optics 22, 1313 (1983)
- Cap 78 F.F. Cap:
Handbook on Plasma Instabilities, Vol. 2
Academic Press, New York 1978
- Che 74 F.F. Chen:
Laser Interaction and Related Plasma Phenomena
Vol. 3A, ed. by H.J. Schwartz, H. Hora
Plenum Press, New York, London 1974
- Che 84 F.F. Chen:
Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion
Plenum Press, New York, London 1984
- Dai 67 J.W. Daiber, H.M. Thompson:
Phys. Fluids 10, 1162 (1967)
- Dra 74 J.F. Drake, P.K. Kaw, Y.C. Lee, G. Schmidt, C.S.
Liu, M.N. Rosenbluth:
Phys. Fluids 17, 778 (1974)
- Dus 73 L.A. Duschin, O.S. Pawlitschenko:
Plasmadiagnostik mit Lasern
Akademic-Verlag, Berlin 1973
- For 75 D.W. Forslund, J.M. Kindel, E.L. Lindman:
Phys. Fluids 18, 1002 (1975)
- Gel 82 B. Gellert:
Dissertation, RUB, Bochum 1982
- Gel 83 B. Gellert, J. Handke:
Comp. Phys. Comm. 30, 169 (1983)

- Gib 70 A.F. Gibson, M.F. Kimmit, A.C. Walker:
Appl. Phys. Lett. 17, 75 (1970)
- Gil 81 R.D. Gill (ed):
Plasma Physics and Nuclear Fusion Research
Academic Press, London 1981
- Han 82 J. Handke:
Dissertation, RUB, Bochum 1982
- Han 83 J. Handke, S.A.H. Rizvi, B. Kronast:
Laser and Particle Beams 1, 271 (1983)
- Hen 86 K. Henkel:
Diplomarbeit, RUB, Bochum 1986
- Kru 69 W.F. Krupke, W.R. Sooy:
IEEE J. Quantum Electron. 5, 575 (1969)
- Kun 86 H.J. Kunze:
Physikalische Meßmethoden
Teubner, Stuttgart 1986
- Lac 82 J.L. Lachambre, R. Decoste, A. Robert:
Appl. Optics 21, 2538 (1982)
- Mag 77 N.A. Magnitskii, S.A. Magnitskii:
Sov. J. Quantum Electron. 7, 441 (1977)
- Mül 87 H.R. Müller:
Dissertation, RUB, Bochum 1987
- Mus 82 D.L. Musinski, T.R. Pattinson, D.A. Steinman:
Plasma Physics 24, 731 (1982)
- Ng 78 A. Ng, M.R. Cervenán, A.A. Offenberger:
Optics Comm. 25, 116 (1978)

- Ng 79 A. Ng, D. Salzmann, A.A. Offenberger:
Phys. Rev. Lett. 43, 1502 (1979)
- Off 72 A.A. Offenberger, N.H. Burnett:
J. Appl. Phys. 43, 4977 (1972)
- Off 78 A.A. Offenberger, A. Ng, M.R. Cervenak:
Can. J. Phys. 56, 381 (1978)
- Opp 72 A.K. Oppenheim, A.L. Kuhl, E.A. Lundstrom,
M.M. Kamel:
J. Fluid Mech. 52, 657 (1972)
- Phi 75 C.R. Phipps, S.E. Bodner, J.W. Shearer:
Appl. Optics 14, 985 (1975)
- Pop 84 R. Popil, J. Meyer, B. Ahlborn:
Phys. Fluids 27, 2767 (1984)
- Pra 69 L. Prandtl, K. Oswatitsch, K. Wieghardt:
Strömungslehre
Vieweg-Verlag, Braunschweig, Wiesbaden 1969
- Que 87 H. Quednau:
Diplomarbeit, RUB, Bochum 1987
- Rae 81 J. Raeder, K. Borraß, R. Bünde, W. Dänner,
R. Klingelhöfer, L. Lengyel, F. Leuterer, M. Söll:
Kontrollierte Kernfusion
Teubner, Stuttgart 1981
- Riz 83 S.A.H. Rizvi:
Dissertation, RUB, Bochum 1983
- Rot 62 K. Rottmann:
Mathematische Formelsammlung
B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1962

- Sam 67 J.A.R. Samson:
Vacuum Ultraviolet Spectroscopy
John Wiley & Sons, New York, London 1967
- Sch 75a E. Schmidt:
Technische Thermodynamik, Band I
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1975
- Sch 75b H. Schmidt, H. Salzmann, H. Strohwald:
Appl. Optics 14, 2250 (1975)
- Sie 71 A.E. Siegman:
An Introduction to Lasers and Masers
Mc Graw-Hill, New York 1971
- Spi 61 L. Spitzer:
Physics of Fully Ionized Gases
Interscience Publications, New York 1961
- Tho 75 C.E. Thomas:
Appl. Optics 14, 1267 (1975)
- Tho 76 H.M. Thompson, J.W. Daiber, R.G. Rehm:
J. Appl. Phys. 47, 2427 (1976)
- Vin 76 G.N. Vinokurov, A.A. Mak, A.D. Starikov,
V.G. Tuzov, A.N. Shatsev:
Sov. J. Quantum Electron. 6, 861 (1976)
- Wil 70 C.R. Wilson, D.L. Turcotte:
J. Fluid Mech. 43, 399 (1970)
- Wut 82 M. Wutz, H. Adam, W. Walcher:
Theorie und Praxis der Vakuumtechnik
Vieweg-Verlag, Braunschweig, Wiesbaden 1982

Verzeichnis der Symbole

A	Flächeneinheit
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_s	Ionenschallgeschwindigkeit
D	Streifenabstand im Interferogramm
g	Enthalpiekoeffizient
$\Gamma_{pi,-}$	Dämpfungsrate für ionenakustische- und elektromagnetische Wellen
γ	SBS-Anwachsrates
h	Enthalpie (bezogen auf die Masseneinheit)
H	Streifenverschiebung im Interferogramm dividiert durch eine Konstante und der Wellenlänge der Laserstrahlung
I	Strahlstärke (Leistung/Raumwinkel)
k_B	Boltzmann-Konstante ($1,381 \cdot 10^{-27} \text{ JK}^{-1}$)
$\vec{k}_o, \omega_o$	Wellenvektor und Kreisfrequenz der Pumpwelle
$\vec{k}_s, \omega_s$	Wellenvektor und Kreisfrequenz der ionenak. Welle
$\vec{k}_-, \omega_-$	Wellenvektor und Kreisfrequenz der rückgestr. Welle
l	Plasmalänge
l_T	Temperaturgradientenlänge

$\ln \Lambda_C$	Coulomblogarithmus
λ	Wellenlänge
$m_{e,i}$	Elektronen- und Ionenmasse
μ	Modulationsfaktor des Laserpulses
N	Brechungsindex
N_e	Anzahl der Elektronen in der Plasmakugel
$n_{e,i,N}$	Elektronendichte, Ionendichte, Dichte der Neutralatome
n_c	Kritische Dichte ($n_c = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ für $\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$)
ν_{e-i}	Frequenz der Elektronen-Ionen Stöße
$\omega_{pe,pi}$	Plasmafrequenz der Elektronen, Ionen
Ω	Raumwinkel
P	Leistung
p	Druck
p	Halbparameter der Parabel (<u>nur</u> in Abschn. 4.2.)
P_o/A	Bestrahlungsstärke (für $\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$)
r_{CJ}	Plasmaradius am Chapman-Jouguet-Punkt
ρ	Dichte des Neutralgases
$T_{e,i}$	Elektronen-, Iontemperatur

t_{eq}	Energieaustauschzeit zwischen Elektronen und Ionen
v_o	Quivergeschwindigkeit der Elektronen
v_{CJ}	Plasmafrontgeschwindigkeit am C-J-Punkt
V	Volumen der Plasmakugel
W	Energie
Z	Ladungszahl

Im Kapitel 2 und im Abschnitt 5.3. sind einige Symbole mit den Indizes a und f gekennzeichnet. Der Index a weist auf das kalte Umgebungsgas hin, der Index f auf die heiße Zentralregion (Feuerball).

Diese Arbeit wurde mit Unterstützung durch den Sonderforschungsbereich 162 "Plasmaphysik Bochum/Jülich" am Lehrstuhl V des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität in Bochum durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. B. Kronast danke ich für die Aufgabenstellung und die Betreuung während der Arbeit sowie für zahlreiche Anregungen und Diskussionen.

Ferner gilt mein Dank den Herren Dr. H.R. Müller, K. Henkel, H.J. Wesseling und W. Kahnert für ihre Unterstützung bei der Durchführung des Experiments und freundschaftliche Zusammenarbeit.

Schließlich danke ich den Technikern des Lehrstuhls V und den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt.

Lebenslauf

Wolfgang Zimmerschied

geb. am 21.11.1952 in Kirchen/Sieg

1959 - 1964	Volksschule in Alsdorf
1964 - 1970	Realschule in Betzdorf
1970 - 1972	Fachoberschule in Siegen/Koblenz
1972 - 1973	Wehrdienst
1973 - 1976	Fachhochschule in Mainz
1976 - 1977	Berufstätigkeit als Vermessungsingenieur
1977	Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
1983	Diplomprüfung in Physik
seit 11/1983	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl V des Instituts für Experimentalphysik an der RUB

Bochum, Oktober 1988

